

F/G 20/5

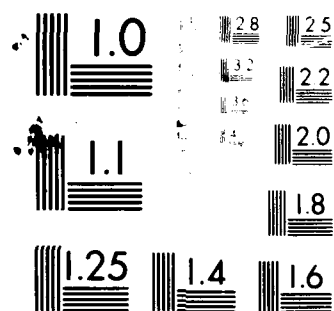
APR 81 D VINCENT, P LAVIGNE, G OTIS

GREV-R-4201/81

NL

11-12-13

END
DATE
FILMED
2 8
DTIC



MICROCOPY RESOLUTION TEST CHART
NATIONAL BUREAU OF STANDARDS-1963-A

AD A107475

NON CLASSIFIÉ
DIFFUSION ILLIMITÉE

CRDV RAPPORT 4201/81
DOSSIER: 3633H-005
AVRIL 1981

LEVEL

DREV REPORT 4201/81
FILE: 3633H-005
APRIL 1981

③

TÉLÉMÈTRE LASER À ONDE ENTRETEENUE A 10.6 μ m
AVEC POSTDÉTECTION NON LINÉAIRE
ÉTUDE D'UN SYSTÈME À UN LASER

D. Vincent

P. Lavigne

G. Otis

DTIC
SELECTE
NOV 16 1981

DTIC FILE COPY

Centre de Recherches pour la Défense
Defence Research Establishment
Valcartier, Québec

This document is for public
distribution is to be made

BUREAU - RECHERCHE ET DEVELOPPEMENT
MINISTÈRE DE LA DÉFENSE NATIONALE
CANADA

UNCLASSIFIED
UNLIMITED DISTRIBUTION

RESEARCH AND DEVELOPMENT BRANCH
DEPARTMENT OF NATIONAL DEFENCE
CANADA

81 10 26 038

UNCLASSIFIED

REPORT NO:

DRV R-4201/81

TITLE:

TELEMETTER LASER A ONDE ENTRETENUE A 10.6 um
AVEC POSTDETECTION NON LINEAIRE: ETUDE D'UN
SYSTEME A UN LASER

AUTHORS:

D. Vincent, P. Lavigne and G. Otis

DATED:

APRIL 1981

SECURITY GRADING:

UNCLASSIFIED

1-CRAD

1-D/CRAD(L)

1-D/CRAD(D)

1-SA/FMC

1-DREO

1-DCIEM

1-CDLS(L) for Chief, Defence Research

1-CDLS(W) for Chief, Defence Research

1-CDA (Paris) for DRA

1-DSTI

1-CRAE Library

1-FMC

1-AETE Cold Lake

1-CFANS

1-Land Tech. Library

1-RMC

1-CSE

1-NDHQ Library for Micromedia Ltd.

BRITAIN

Ministry of Defence

3-DRIC

1-Dr. P. Lavigne

INRS - Energie

C.P. 1020

Varenes, Quebec

JOL 2PO

1-Dr. P. Koidl

Institute Fur Angewandte Festkorperphysic

Eckerstrasse 4

D-7800 Freiburg i.Br.

Federal Republic of Germany

1-MPB Technologies Inc.

78 Thurlow Road

Montreal, Quebec

H3X 3G9

1-Lumonics Research Ltd.

105 Schneider Road

Kanata, Ontario

K2K 1Y3

UNITED STATES

3-U.S. Army Senior Stand. Rep.

3-DDC/NTIS

1-Dr. R. Buser

Chairman, NATO Panel IV RSG-13

Night Vision and Electro Optics Lab.

Fort Belvoir, VA 22060

U.S.A.

1-Gen-Tec

2625 Dalton

Ste-Foy, Quebec

GIF 3S9

1-Ultralaser Tech. Inc.

6415-2 Viscount Road

Mississauga, Ontario

L4V 1K8

Commonwealth

4-Australia

3-Senior Army Standardization Representative, Ottawa

1-One hard copy and one microfiche copy report (as they become available) to: Department of Defence

Campbell Park Offices

Canberra A.C.T. 2600

Australia

Attn: Defence Information Services Branch

3-New Zealand

2-Defence Scientific Establishment

NATO

2-Belgium

1-Denmark

1-Greece

5-France

2-CEDOCAR (1-Head, Relations Exterieurs)

1-Italy

1-WEST Germany

4-Netherlands

1-Dutch Defence Est.

2-Norway

-Norwegian Defence Res. Est.

2-Turkey

1-Director, Res. & Dev. Dept.

Ministry of Defence

CRDV R-4201/81
DOSIER: 3633H-005

NON CLASSIFIE

(14)
DREV-R-4201/81
FILE: 3633H-005

(A 10.6 μ m Amplitude Modulated
Telemeter Laser With Nonlinear
Postdetection: Study of a Single
Laser System)

(6) TELEMETRE LASER A ONDE ENTRETENUE A 10.6 μ m /1/

AVEC POSTDETECTION NON LINEAIRE:

ETUDE D'UN SYSTEME A UN LASER

par

D. Vincent, P./Lavigne* et G. Otis

*INRS - Energie
Université du Québec
Varenes, P.Q.
JOL 2P0

CENTRE DE RECHERCHES POUR LA DEFENSE

DEFENCE RESEARCH ESTABLISHMENT

VALCARTIER

Tel: (418) 844-4271

Québec, Canada

April/avril 1981

UNCLASSIFIED

Accession For	
NTIS GARI	<input checked="" type="checkbox"/>
DTIC TAB	<input type="checkbox"/>
Unannounced	<input type="checkbox"/>
Justification	
By	
Distribution/	
Availability Codes	
Dist	Avail and/or Special
A	

404945

NON CLASSIFIE

i

RESUME

Nous avons effectué l'étude théorique et expérimentale d'un système de détection hétérodyne à $10.6\text{ }\mu\text{m}$ avec postdétection non linéaire. Le même laser sert à la fois d'émetteur et d'oscillateur local, et la fréquence intermédiaire est donnée par l'effet Doppler dû à une cible animée d'un mouvement gyrotoire. Le faisceau laser est modulé en amplitude à 15 kHz par un cristal électro-optique et ce signal est mesuré, après l'élément non linéaire, par un voltmètre synchrone. Les valeurs du rapport signal/bruit en fonction de la puissance optique incidente correspondent aux résultats du modèle théorique développé pour ce travail. Entre autres, l'effet de l'élargissement du spectre du faisceau de retour, mesuré expérimentalement, s'accorde bien avec les prédictions du modèle.

ABSTRACT

We performed a theoretical and experimental study of a $10.6\text{ }\mu\text{m}$ heterodyne detection system with nonlinear postdetection. A single laser acts as both transmitter and local oscillator; the intermediate frequency is given by Doppler effect due to a rotating target. An electrooptic crystal amplitude-modulates the laser beam at a frequency of 15 kHz; a synchronous voltmeter measures this signal after the nonlinear element. Values of signal-to-noise ratio with respect to incident optical power are in agreement with the results of the theoretical model. In particular, experimentally measured target-induced frequency spreading effects on signal-to-noise ratio correspond to the predictions of the model. (U)

TABLE DES MATIERES

RESUME/ABSTRACT	i
1.0 INTRODUCTION	1
2.0 PRINCIPE DU SYSTEME DE MESURE DE LA DISTANCE	2
3.0 DETECTION HETERODYNE A 10.6 μ m	4
4.0 MONTAGE	7
4.1 Système optique	7
4.2 Système de modulation	9
4.3 Système de détection et postdétection	14
5.0 CALCUL DU RAPPORT SIGNAL/BRUIT (SNR) A LA POSTDETECTION	23
5.1 Sans étalement de fréquences	23
5.2 Avec étalement de fréquences	25
6.0 MESURES PRELIMINAIRES	27
6.1 Les différents bruits	27
6.2 Retour de la cible	30
6.3 Signal hétérodyne	33
6.4 Comportement du signal en fonction de P_r	37
7.0 RESULTATS	39
7.1 Imprécision dans la phase en fonction du SNR_p	39
7.2 Valeur du SNR_p en fonction de P_r	39
7.3 Etalement en fréquences	42
8.0 DISCUSSION	44
9.0 CONCLUSION	49
<u>APPENDICES</u>	
A - Postdétection sans étalement de fréquences	50
B - Postdétection avec étalement de fréquences	58
C - Formules pour évaluer γ_H	63
10.0 REFERENCES	65

FIGURES 1 à 24

1.0 INTRODUCTION

L'avènement des petits lasers CO_2 à ondes faiblement guidées par un tube diélectrique a rendu disponible une source de radiation continue et cohérente à $10.6 \mu\text{m}$, assez puissante ($\approx 1 \text{ W}$) et très compacte. Plusieurs groupes de chercheurs (réf. 1-4) ont déjà conçu et fabriqué de tels lasers pour des systèmes de télémétrie (LADAR) ou de communication à $10.6 \mu\text{m}$ qui sont compatibles avec les systèmes FLIR à $10 \mu\text{m}$ et dont la transmission à travers une atmosphère poussiéreuse ou légèrement brumeuse (réf. 5) semble bonne.

Ce projet vise à faire de ces lasers compacts à $10.6 \mu\text{m}$ les éléments de base d'un télémètre portatif de portée moyenne dont on pourrait doter, par exemple, les hélicoptères de sauvetage où il est aussi important de connaître la distance à la cible que la position angulaire de cette dernière. Ce télémètre devrait fonctionner en continu, la détection se faire en mode hétérodyne (ou homodyne), et la distance être mesurée par détection de la phase d'un signal de modulation (AM) imprimé à l'onde porteuse.

Or, le changement de fréquence du retour attribuable au déplacement de la cible (effet Doppler), le désaccord de fréquence (variable dans le temps) entre l'oscillateur local (OL) et l'émetteur (système hétérodyne), de même que les fluctuations de phase engendrées par la propagation à travers l'atmosphère diminuent le rapport signal/bruit (SNR) et exigent toutefois un détecteur IR et un préamplificateur à grande largeur de bande (f_n). Récemment, Teich et Yen (réf. 6) ont proposé d'utiliser deux fréquences verrouillées à l'émetteur et un filtre non linéaire (détecteur d'enveloppe) après le préamplificateur à fréquence intermédiaire (IF) pour multiplier le SNR par f_n/B , où B est la largeur de bande de sortie du filtre non linéaire requise pour conserver l'information.

Ce rapport présente les résultats préliminaires de la détection homodyne (un seul laser comme émetteur et OL) en modes homodyne ($f_{IF}=0$) et hétérodyne ($f_{IF}\neq 0$) avec un détecteur HgCdTe suivi d'un système de postdéttection semblable à celui proposé par Teich et Yen. Au lieu d'un laser guide d'onde plus compact, nous avons utilisé ici un laser CO_2 conventionnel à onde entretenue puisque seul le système de détection importait pour cette étude et que cela nous permettait d'accélérer la phase préliminaire. Dans ce rapport, nous présentons le principe du télémètre, le montage expérimental, quelques considérations théoriques sur la postdéttection non linéaire et les mesures du SNR en fonction de la puissance reçue (P_r) et de l'étalement en fréquences du signal. Nous discutons aussi très brièvement les possibilités d'utilisation de cette technique pour mesurer la distance d'une cible ayant une section efficace de 0.1 m^2 .

Ce travail a été effectué au CRDV, entre novembre 1978 et février 1980, dans le cadre des NCP 33H02 Méthodes d'excitation des lasers et 33H05 Etude préliminaire de systèmes.

2.0 PRINCIPE DU SYSTEME DE MESURE DE LA DISTANCE

Imaginons une onde sinusoïdale réfléchie par une cible et captée près de l'émetteur. Le temps de transit T est égal à $2R/c$ où R est la distance émetteur-cible et c la vitesse de l'onde. Ce temps de transit correspond à un déphasage de l'onde par rapport à une onde de référence. Comme la réflexion à la cible peut elle-même engendrer un déphasage, l'onde utile doit constituer l'enveloppe d'une porteuse à haute fréquence car la forme générale de l'enveloppe n'est pas modifiée par la réflexion. On doit donc avoir recours à une modulation d'amplitude à double bande latérale avec (AM-DSB) ou sans porteuse (AM-DSB-SC). La porteuse est éliminée dans le système de détection et le signal devient égal à

$$s(t) = A \sin \omega_m t \quad [1]$$

et, comparé à l'onde de référence,

$$\begin{aligned} L(t) &= L \sin (\omega_m t + \phi) \\ &= L \sin (\omega_m (t+T)). \end{aligned} \quad [2]$$

La sortie du comparateur donne $\cos \phi$ ou $\sin \phi$ d'où on tire ϕ et, connaissant la fréquence de modulation $f_m = \omega_m / 2\pi$, on obtient le temps de transit T

Dans un système où une seule fréquence de modulation est utilisée, si l'on veut éviter toute ambiguïté sur le nombre de cycles de modulation contenu dans le trajet, la période de modulation T_m doit être supérieure ou égale à T_{\max} pour mesurer une portée de 5 km ou plus ($T_{\max} = 33 \mu s$ si $c = 3 \times 10^8$ m/s). Il faut donc que $f_m \leq 30$ kHz. En mode AM-DSB-SC, on ne peut déterminer ϕ qu'à π près, tandis qu'en mode AM-DSB on peut le déterminer à 2π près. Dans ce travail, on utilise le mode AM-DSB, à fréquence $f_m \approx 15$ kHz donnée par la fréquence de résonance électrique du système de modulation.

Une fois f_m déterminée, on vérifie aisément que l'imprécision dans la distance R (à la portée maximale) est

$$|\delta R| = \frac{c}{4\pi f_m} \Delta\phi \quad [3]$$

$$= 5 \text{ m} \quad \text{si } f_m = 15 \text{ kHz et } \Delta\phi = \pi \text{ mrad.}$$

Si on détecte l'harmonique $2f_m$, δR diminue de moitié tout comme R_{\max} . $\Delta\phi = \pi$ mrad correspond à la précision maximale du voltmètre vectoriel Princeton Applied Research PAR5204; il implique un SNR_p d'au moins 40 dB au lecteur de phase, puisque (considérant un diagramme vectoriel)

$$\Delta\phi_{\text{rms}} \approx (\text{SNR}_p)^{-\frac{1}{2}}, \quad [4]$$

où l'indice p représente la puissance.

3.0 DETECTION HETERODYNE A 10.6 μm

A $\lambda = 10.6 \mu\text{m}$, la détectivité D^* des détecteurs est faible. Cependant, la détection cohérente (homodyne ou hétérodyne) permet de diminuer la puissance minimale détectable alors que ce gain reste négligeable dans le visible (réf. 7). De plus, vu la plus grande longueur d'onde, l'alignement est plus aisé et, pour une ouverture donnée (réf. 8), l'ouverture numérique ($\theta_{\text{diffraction}}$) du système est plus grande.

Le détecteur utilisé pour ce travail est une photodiode HgCdTe (voir les spécifications qui accompagnent la photodiode PV 1405 vendue par la Société Anonyme de Télécommunications (SAT), Paris, France), refroidie à 77 K, polarisée en inverse ($\approx -200 \text{ mV}$) et optimisée pour $\lambda \approx 10 \mu\text{m}$ (absorption du cristal et application de couches anti-reflets sur la fenêtre d'entrée). Pour une photodiode, le SNR_p mesuré immédiatement après le détecteur est donné par (réf. 9, 10)

$$\text{SNR}_p = \left(\frac{D^* P_s}{\sqrt{A f_{nD}}} \right)^2 \quad (\text{mode direct}) \quad [5]$$

$$\text{SNR}_p = \frac{\eta P_s}{h\nu f_{nH}} \quad (\text{mode hétérodyne}) \quad [6]$$

où A représente la surface active du détecteur
 f_{nD}, f_{nH} sont les largeurs de bande du bruit nécessaires
 $h\nu \approx 0.12 \text{ eV}$ à $\lambda = 10.6 \mu\text{m}$
 η est l'efficacité de conversion photon \rightarrow électron
 P_s est la puissance du signal reçu.

L'expression 6 s'applique lorsque le bruit optique généré par OL dépasse largement les bruits électronique et d'illumination parasite (régime SNL) ainsi que lorsque le recouvrement des champs (retour et OL) est parfait.

Le gain de sensibilité de la détection hétérodyne par rapport à la détection directe peut s'écrire ($SNR = 1$, même émetteur et même détecteur)

$$G = \frac{P_{\min,DIR}}{P_{\min,HET}} = \frac{\eta A^{\frac{1}{2}}}{h\nu D^*} \left(\frac{f_{nD}}{f_{nH}} \right)^{\frac{1}{2}} \quad [7]$$

En pratique, pour une modulation sinusoïdale, f_{nD} peut être aussi faible que 1 Hz, mais f_{nH} doit inclure tous les déplacements Doppler possible. Le but de ce travail est de réduire f_{nH} le plus possible afin de profiter au maximum du gain hétérodyne. Ce gain, qui peut aller jusqu'à 70 dB à $\lambda = 10.6 \mu m$, peut s'avérer indispensable pour la télémétrie avec cible non-coopérative. Pour un $SNR_p \neq 1$, l'expression pour G devient

$$G_{SNR \neq 1} = G_{SNR=1} / (SNR_p)^{\frac{1}{2}} \quad [8]$$

Cependant, ce gain n'est réel que si certaines conditions additionnelles sont remplies.

- a) Une largeur de bande du détecteur suffisante pour accommoder la fréquence de battement (IF) entre le retour de la cible et OL.

- b) Un bon accord spatial des champs (signal et OL) sur le détecteur (réf. 11) afin que la plus grande surface possible du détecteur donne un signal de battement en phase. Dans le cas présent, il s'agit d'accorder une figure d'Airy (signal) et un étranglement de faisceau gaussien (OL). Selon la réf. 11, cela signifie qu'il faut que $r_{\text{dét}} \approx r_{\text{airy}}$, signal et que $w_{o,OL} \approx 0.6 r_{\text{dét}}$ ($r \equiv$ rayon et $w_o \equiv$ rayon de l'étranglement du faisceau gaussien).
- c) Une bonne stabilité relative de l'émetteur et de l'oscillateur local, dans un système hétérodyne, pour que le signal de battement demeure à l'intérieur de la bande du détecteur IR et de l'amplificateur IF.
- d) Une bonne isolation entre la section émettrice et la section locale, dans un système homodyne. Cette isolation doit être supérieure ou égale à l'étendue dynamique possible du signal de retour (i.e. si la puissance minimum du signal est de -80 dB par rapport à la puissance émise, il faut une isolation supérieure à 80 dB). D'après 6, la puissance minimale détectable dans une bande de 1 Hz ($\text{SNR} = 1$) est

$$P_{s \text{ min}} \approx -160 \text{ dBm} \quad (\eta_{\text{typique}} \approx 0.2)$$

ce qui implique une isolation supérieure à 190 dB si $P_{\text{émet}} = 1 \text{ W}$ et si le parasite est amplifié par OL, ou encore supérieur à $(190+30)/2 \approx 110 \text{ dB}$ si le parasite n'est pas amplifié par OL (en posant $P_{OL} \approx 1 \text{ mW}$).

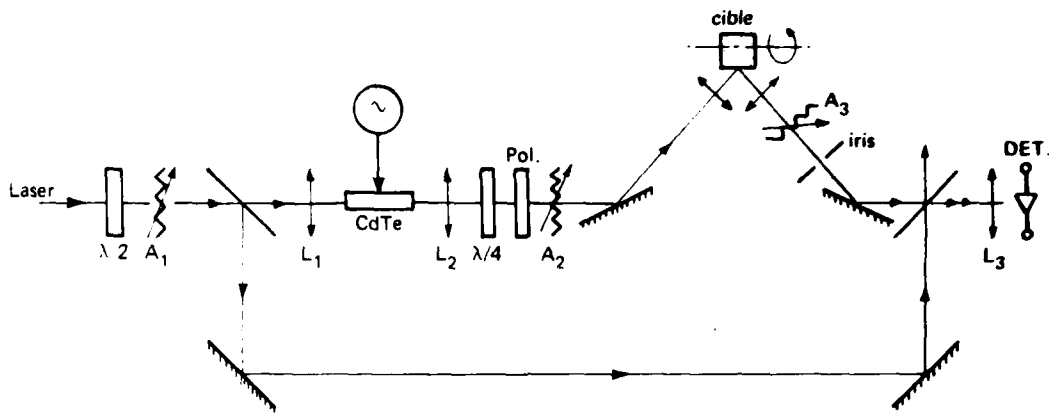
4.0 MONTAGE

4.1 Système optique

Les diagrammes des deux systèmes optiques utilisés sont reproduits aux fig. 1a et b. Ils sont essentiellement identiques, sauf que le faisceau OL (de polarisation "p") est focalisé sur le détecteur dans la fig. 1a alors qu'il est de polarisation "s" et quasi-plan dans la fig. 1b ($2 w_{OL} \approx 5 \text{ mm}$ vis-à-vis $r_{dét} \approx 0.1 \text{ mm}$). Un laser CO_2 conventionnel d'un mètre de long, à onde entretenue, et à écoulement gazeux est stabilisé au sommet de la raie P20 (choisie par un réseau) au moyen d'un translateur piézoélectrique auquel le miroir de sortie est attaché, d'un détecteur pyroélectrique qui mesure l'ordre 0 du réseau et d'une boucle de rétroaction (Lansing 80-210). La puissance de sortie du laser est de $850 \pm 50 \text{ mW}$ en polarisation "s" par rapport au plan de la fig. 1. Une lame $\lambda/2$ (CdS) et un atténuateur (CaF_2 - 5 dB) permettent d'obtenir une onde "p" d'environ 0.5 mW dans OL (fig. 1a), tout en conservant environ 220 mW après la première séparatrice (ZnSe avec $R_p \approx 0.05$) à l'entrée du modulateur électro-optique. Ce dernier est un cristal de CdTe mesurant $3 \times 3 \times 40 \text{ mm}^3$, de coupe AM, fabriqué par II-VI Inc. (Glenshaw, PA, USA). La première séparatrice de la fig. 1b est une lame de germanium qui donne environ 50 mW dans OL en polarisation "s" (lames $\lambda/2$ et CaF_2 enlevées).

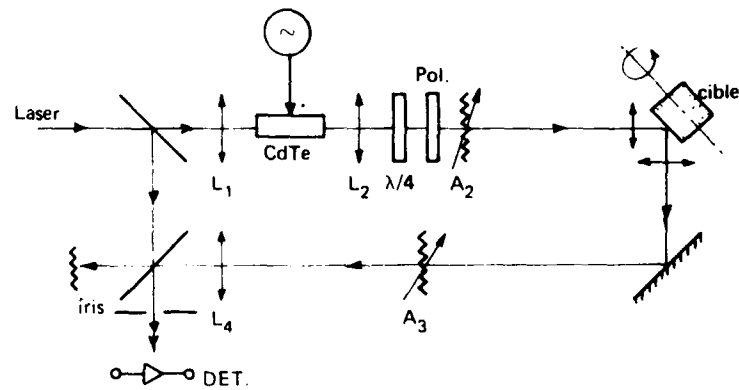
Deux lentilles L_1 et L_2 (Ge, $f = 20 \text{ cm}$) permettent d'injecter le faisceau laser ($w \approx 2.5 \text{ mm}$) dans le cristal électro-optique, puis de le recollimater. Grâce à une lame $\lambda/4$ on diminue la tension électrique nécessaire de moitié, et un polariseur (Ge, 2 lames à angle de Brewster) choisit la polarisation de l'émetteur. Ce polariseur est facultatif tant dans le mode hétérodyne que dans le mode homodyne. Les atténuateurs A_2 et A_3 permettent de varier la puissance à l'émission et à la réception.

a)



a) OL focalisé

b)



b) OL quasi-plan

FIGURE 1 - Montages expérimentaux des systèmes optiques

Le faisceau modulé est envoyé sur la cible qui le retourne au détecteur à travers une lentille L_3 (ZnSe, $f = 12.5$ cm, diam. = 5 cm) ou L_4 (Ge, $f = 30$ cm, diam. = 5 cm). Nous avons eu recours à deux sortes de cibles: un miroir plan et un cylindre dépoli. La cible spéculaire est fixe et permet de déterminer la performance optimale du système en modes direct (DIR) et homodyne (HOM), tandis que la cible dépolie (cylindre d'aluminium sablé aux billes de verre) est montée sur l'axe d'un moteur à vitesse variable (Princeton Applied Research Model 192) et peut tourner jusqu'à 100 Hz, ce qui permet d'obtenir très facilement des déplacements Doppler de 1-2 MHz. Cette cible est utilisée en mode HET.

4.2 Système de modulation

Un modulateur électro-optique standard (polariseur - cristal - analyseur) imprime une modulation d'amplitude sur la porteuse à $10.6 \mu\text{m}$. Le signal d'un oscillateur (HP3310B) est amplifié légèrement par un amplificateur audio (fig. 2) dont la principale caractéristique est une impédance de sortie qui, avec le transformateur à haute tension, s'adapte bien à celle du cristal. On a déterminé expérimentalement qu'une source pouvant alimenter une charge de 2-3 Ω était requise. La fréquence de résonance électrique déterminée par l'inductance du secondaire du transformateur ainsi que par la capacité du cristal et de la monture est d'environ 15 kHz.

Ce cristal de CdTe est coupé pour obtenir une modulation AM: les axes optiques n_1 et n_2 suivent les diagonales de la face d'entrée du cristal lorsque la tension électrique de modulation V_m est appliquée perpendiculairement à la direction de propagation \hat{k} du faisceau infrarouge dans le cristal (fig. 3). Pour une onde incidente ayant une polarisation suivant P

$$E_p = E_o \cos \omega_o t, \quad [9]$$

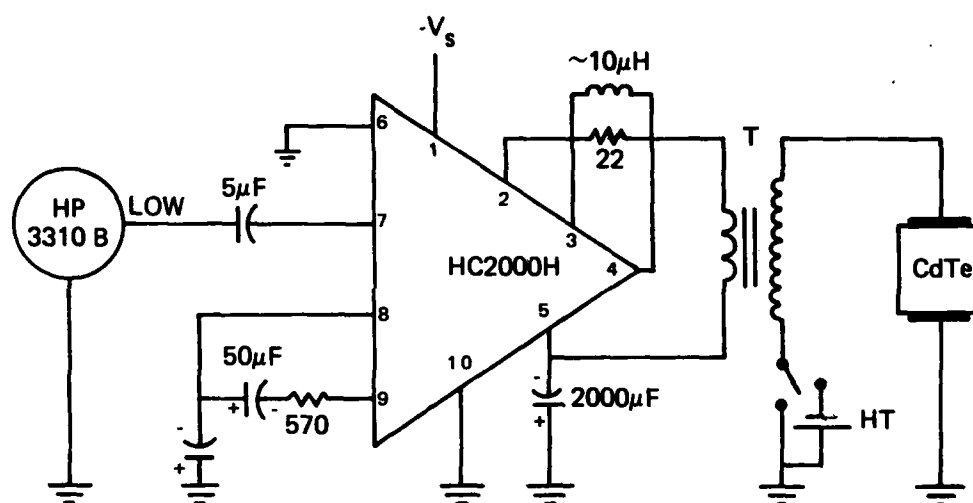


FIGURE 2 - Système électronique pour la modulation à 15 kHz

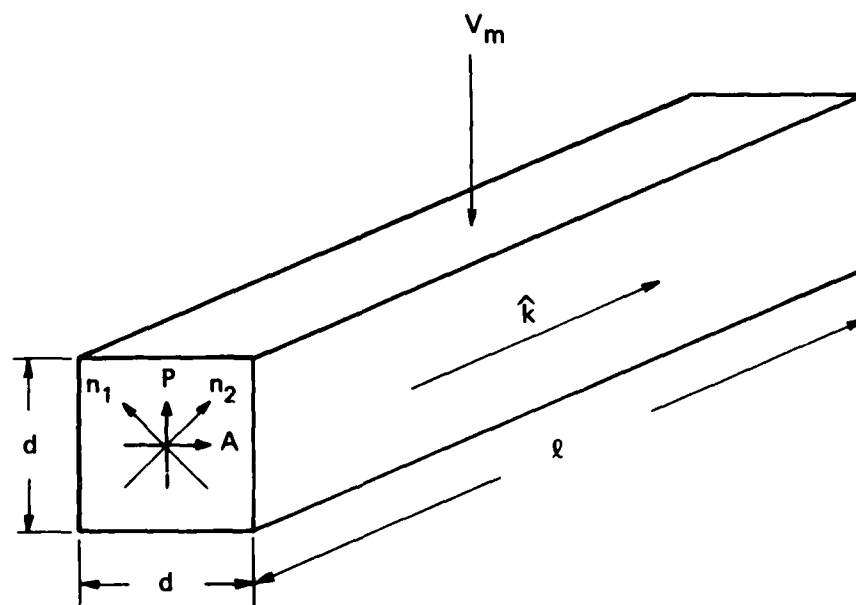


FIGURE 3 - Cristal de CdTe (coupe AM) avec les axes optiques n_1 et n_2 , la direction de propagation du faisceau IR, \hat{k} , et les axes de polarisation linéaire P et A

et le champ à la sortie du cristal a la forme

$$\vec{E}_s = \begin{pmatrix} E_1 \\ E_2 \end{pmatrix} = \frac{\sqrt{2}}{2} E_0 \begin{pmatrix} \cos(\omega_0 t' - k n_1 \ell) \\ \cos(\omega_0 t' - k n_2 \ell) \end{pmatrix} \quad [10]$$

Si on met une lame $\lambda/4$ après le cristal, de façon à introduire un déphasage de $\pi/2$ entre E_1 et E_2 , \vec{E}_s devient

$$\vec{E}_s = \frac{\sqrt{2}}{2} E_0 \begin{pmatrix} \cos(\omega_0 t' - k n_1 \ell + \pi/2) \\ \cos(\omega_0 t' - k n_2 \ell) \end{pmatrix} \quad [11]$$

Le champ suivant P ou A, après le cristal et la lame $\lambda/4$, est donc

$$\begin{pmatrix} E_a \\ E_p \end{pmatrix} = E_0 \begin{pmatrix} -\sin(k\Delta n \frac{\ell}{2} - \frac{\pi}{4}) \sin(\omega_0 t' - k(n_1+n_2)\frac{\ell}{2} + \frac{\pi}{4}) \\ \cos(k\Delta n \frac{\ell}{2} - \frac{\pi}{4}) \cos(\omega_0 t' - k(n_1+n_2)\frac{\ell}{2} + \frac{\pi}{4}) \end{pmatrix} \quad [12]$$

où $\Delta n = n_1 - n_2$. Dans chacun des cas, la puissance est évidemment

$$\begin{pmatrix} P_a \\ P_p \end{pmatrix} = P_0 \begin{pmatrix} \sin^2(k\Delta n \ell/2 - \pi/4) \\ \cos^2(k\Delta n \ell/2 - \pi/4) \end{pmatrix} \quad [13]$$

$$\text{Si } \Delta n = \frac{\lambda}{2d} \frac{V}{V_\pi} \quad (\text{pas de biréfringence statique}) \quad [14]$$

où $V_\pi = 53 \text{ kV}$ et V est la tension de modulation,

$$V = V_m \sin \omega_m t \quad [15]$$

alors

$$\begin{pmatrix} E_a \\ E_p \end{pmatrix} = E_o \begin{pmatrix} \sin(\frac{\beta}{2} \sin \omega_m t - \frac{\pi}{4}) \sin(\omega_o t' + \phi) \\ \cos(\frac{\beta}{2} \sin \omega_m t - \frac{\pi}{4}) \cos(\omega_o t' + \phi) \end{pmatrix} \quad [16]$$

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} P_a \\ P_p \end{pmatrix} &= P_o \begin{pmatrix} \sin^2(\frac{\beta}{2} \sin \omega_m t - \frac{\pi}{4}) \\ \cos^2(\frac{\beta}{2} \sin \omega_m t - \frac{\pi}{4}) \end{pmatrix} \\ &= \frac{1}{2} P_o \begin{pmatrix} 1 - \sin(\beta \sin \omega_m t) \\ 1 + \sin(\beta \sin \omega_m t) \end{pmatrix} \end{aligned} \quad [17]$$

où $\frac{\beta}{V_m} = \frac{\pi \ell}{V_{\pi} d} = 0.8 \text{ kV}^{-1}$ dans le cas qui nous intéresse.

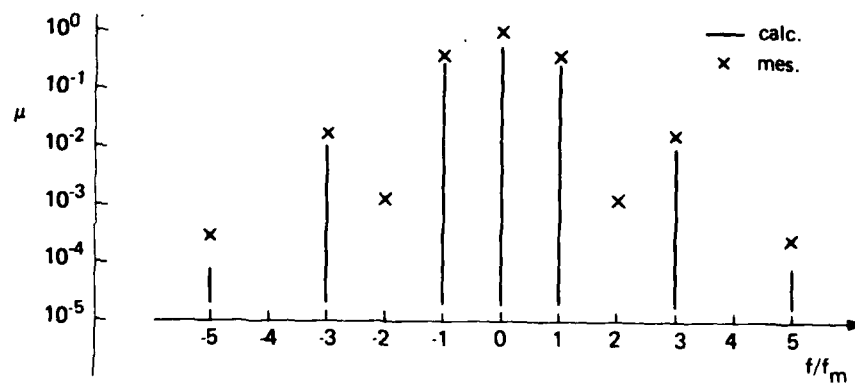
Quand on utilise un développement de Fourier-Bessel, P_a peut s'exprimer ainsi:

$$\frac{P_o}{2} \left[1 - 2 \sum_{m=1}^{\infty} J_{2m-1}(\beta) \sin((2m-1)\omega_m t) \right]. \quad [18]$$

La profondeur de modulation δ_m est donnée par $\sin \beta$, et la portion de la puissance moyenne disponible dans l'harmonique $(2m-1)$ est $\mu_{2m-1} = 2J_{2m-1}(\beta)$.

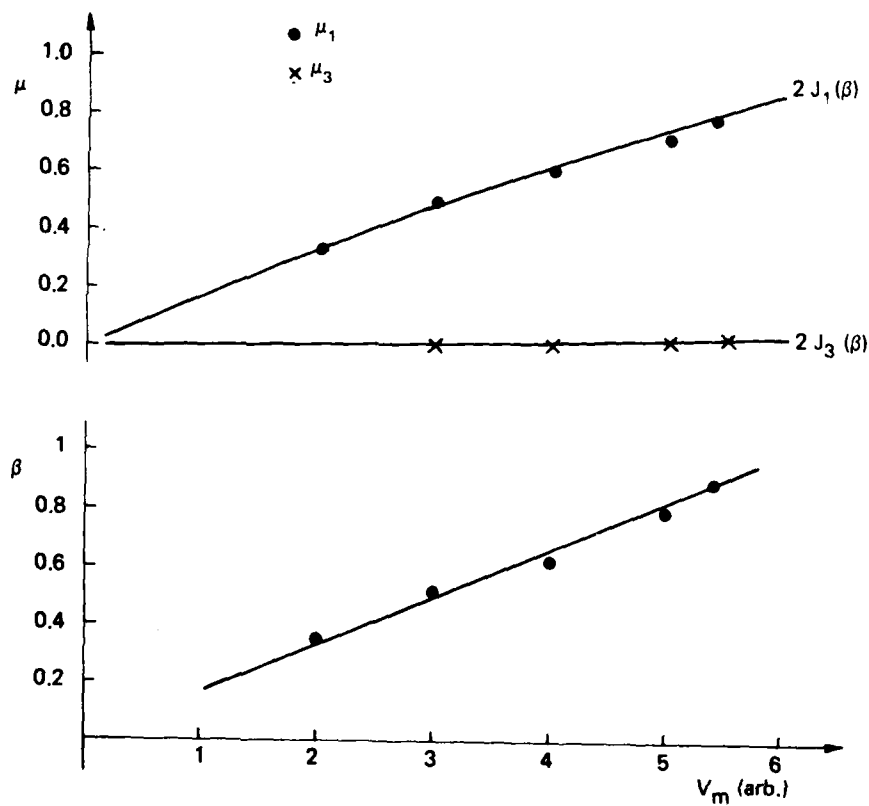
Les trois graphiques de la fig. 4 montrent le spectre de puissance de P_a , calculé et mesuré quand $\delta_m = 0.8$, ainsi que les mesures de β , μ_1 et μ_3 en fonction de V_m ; les courbes calculées pour μ_1 et μ_3 sont également tracées. La composante spectrale à $2\omega_m$ provient directement de l'oscillateur dont le contenu en harmoniques doit, selon le manufacturier, être inférieur à la fondamentale de 46 dB.

a)



a) Spectre à la sortie du modulateur $\mu(f)$

b)



b) Courbes de variation de μ et de la profondeur de modulation β en fonction de la tension appliquée V_m

On peut donc conclure que la puissance émise de polarisation A (les mêmes calculs s'appliquent à la polarisation P) présente un format AM-DSB à fréquence de modulation f_m , et qu'on peut négliger les harmoniques supérieures à f_m , car leur puissance est toujours plus faible d'au moins 10 dB.

La transmission T du modulateur, mesurée à $\lambda = 10.6 \mu\text{m}$, est la suivante:

$$T_{\text{totale}} = 0.53 \quad (T_{\lambda/4} = 0.98, T_{\text{pol}} = 0.85, T_{\text{CdTe}} = 0.53 \text{ sans lentilles}).$$

4.3 Système de détection et de postdétection

4.3.1 Détecteur

Le détecteur HgCdTe utilisé ici a une fenêtre d'entrée en Ge. La réponse de ce détecteur, maximale à $\lambda = 11.25 \mu\text{m}$, baisse à 82% de cette valeur à $\lambda = 10.6 \mu\text{m}$ et, selon les spécifications du fabricant, sa surface sensible est $A_D = 4 \times 10^{-4} \text{ cm}^2$. Nous avons mesuré $\sqrt{A_D} \approx 280 \pm 30 \mu\text{m}$ suivant la méthode des franges de diffraction créées par un interrupteur périodique (réf. 12). Quoiqu'imprécise, cette méthode donne une idée de la dimension active du détecteur, dans la direction perpendiculaire à l'arête des pales, alors qu'il est dans le cryostat. Pour un détecteur carré, on obtient $A_D = 6 \pm 1 \times 10^{-4} \text{ cm}^2$. Par la suite, nous considérons la surface telle que mesurée par le manufacturier.

A l'aide d'un traceur Tektronix 575, nous avons également tracé les courbes caractéristiques de cette diode pour différentes puissances incidentes (fig. 5). Pour mesurer la puissance, on place un iris à faible ouverture (diam. = 2.5 mm) devant un wattmètre (Coherent 210). Cette puissance, divisée par la surface de l'ouverture, donne l'intensité moyenne incidente I . A l'aide d'atténuateurs calibrés, cette intensité est ramenée à un niveau acceptable pour la photodiode qui remplace alors le wattmètre. La puissance reçue par la photodiode est alors $P_d = TIA_d$, où T est la transmission des atténuateurs et A_d la surface du détecteur. Il faut évidemment que d_{iris} soit suffisamment petit par rapport à $2w_{\text{laser}}$ pour que la valeur de I ne soit pas sous-estimée.

A partir du photocourant induit (distance verticale entre les courbes de la fig. 5) et de P_d , on peut tracer la courbe de la fig. 6 dont la pente nous donne la sensibilité R_I du détecteur, soit 1.9 A/W, ce qui implique une efficacité quantique

$$\eta = R_I \frac{h\nu}{e} = 0.23 \quad [9]$$

où $h\nu = 0.12$ eV et e = la charge de l'électron.

La fig. 7 montre les courbes sans illumination de deux détecteurs (PV861 et PV1405 de la SAT) et celles de deux résistances, l'une de 2 k Ω et l'autre de 11 k Ω . Ceci permet de constater qu'à $V_{\text{polarisation}} = 0$, $R_D \approx 2$ k Ω (tel que spécifié par la SAT) et qu'à $V_p \approx -200$ mV, $R_D \approx 15-20$ k Ω . La fig. 5 met en évidence la faible variation de R_D avec l'illumination ($R_{D\text{min}} \approx 10-12$ k Ω) lorsque $V_p \approx -200$ mV.

En détection directe à basse fréquence, on met $V_p = 0$ et on adapte un préamplificateur à une résistance de $2 \text{ k}\Omega$. En détection hétérodyne, pour un oscillateur local de 1 mW , $i_{dc} \approx 1.9 \text{ mA}$ et $\Delta V = 95 \text{ mV}$ pour une résistance de charge $R_c \approx 50 \Omega$; avec $V_p = -200 \text{ mV}$, on est sûr de ne pas saturer le détecteur (i.e. $V > 0$). On aura donc une résistance $R_d \approx 15 \text{ k}\Omega$ à adapter jusqu'à ce que le bruit quantique (ou optique) causé par l'oscillateur local soit supérieur au bruit électronique et que le signal soit bien transmis (RC du circuit). Un meilleur transfert de puissance permet de réduire le gain électronique du système.

Finalement, nous avons mesuré la bande passante du détecteur en regardant le bruit quantique (généré par OL) à l'aide d'un analyseur de spectre TEK 7L12. Ce bruit est d'abord amplifié par un préamplificateur ayant une bande de 200 Hz à 300 MHz (Avantek AV-9T). La fig. 8a permet de visualiser le bruit électronique et la fig. 8b le spectre du bruit optique à la même sensibilité. On en déduit pour le détecteur une bande de $\approx 60 \text{ MHz}$ à l'extrémité de laquelle on peut noter un gain de sensibilité.

4.3.2 Couplage optique

La façon d'illuminer le détecteur dépend du mode de détection utilisé. Avec le mode direct (DIR), il s'agit de concentrer le plus d'énergie possible sur le détecteur au moyen d'un système focalisant. Par contre, avec le mode hétérodyne (HET), il faut accorder les courbures du signal reçu (s'il est cohérent) et de l'OL afin d'améliorer l'interférence constructive. Pour ce faire, on peut faire appel à deux méthodes: a) focaliser le signal reçu et OL avec la même lentille en des taches de rayon r_A et w_{OL} , respectivement, suivant les relations $r_A \approx r_D$ et $w_{OL} \approx 0.64 r_A$ (réf. 13). Pour un w_{OL} donné,

Vert: 0.5 mA/div.

Hor : 50 mV/div.

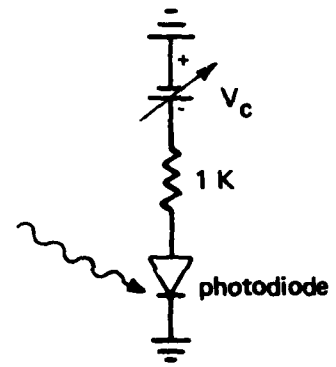


FIGURE 5 - Courbes caractéristiques de la photodiode

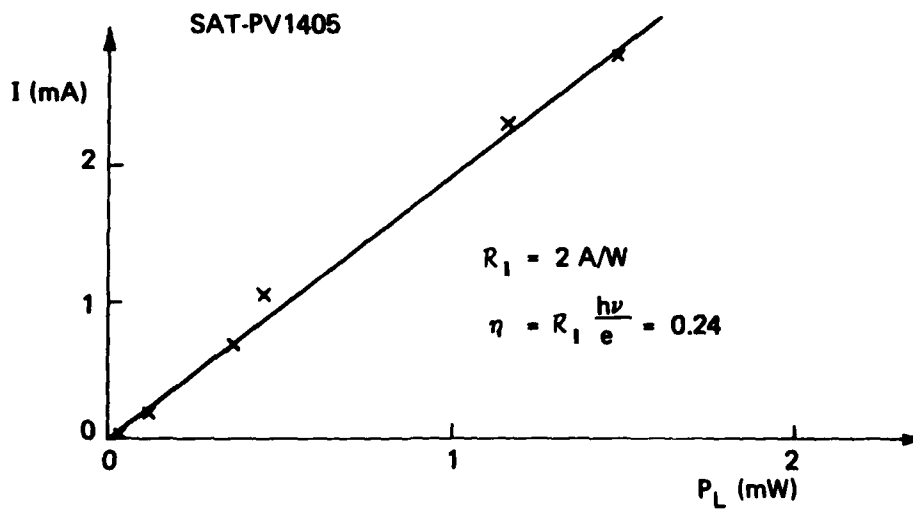


FIGURE 6 - Réponse en courant (R_I) de la photodiode

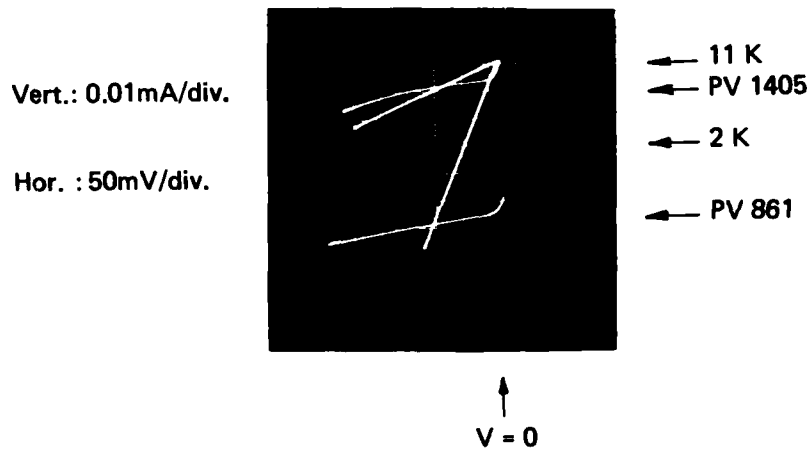


FIGURE 7 - Résistance de source de la photodiode lorsqu'elle est polarisée en inverse



FIGURE 8 - Bruits a) électronique b) électronique et optique

r_A peut être ajusté au moyen d'un iris tel qu'indiqué à la fig. 1);
b) focaliser le signal reçu ($r_A \approx 1.35 r_D$) sur le détecteur déjà illuminé par un OL uniforme (centre du profil gaussien). Dans le cas qui nous intéresse, cela signifie a) $r_A \approx 100 \mu\text{m}$ et $w_{OL} = 64 \mu\text{m}$ et b) $r_A \approx 135 \mu\text{m}$ et $w_{OL} \approx 1 \text{ mm}$.

Expérimentalement, $r_A \approx 200\text{-}300 \mu\text{m}$ et $w_{OL} \approx 150 \mu\text{m}$ ou $\approx 2 \text{ mm}$ suivant que OL est focalisé ou non. L'efficacité hétérodyne atteinte avec les composantes disponibles en laboratoire n'a pas été optimale, mais elle s'est tout de même chiffrée à 60%. Un mauvais accord dans le cas a) ne nous a pas permis de distinguer les cas a) et b) et cela se reflète dans l'exposé de nos résultats, ci-après. Théoriquement, la méthode a) devrait donner de meilleurs résultats mais la méthode b) est plus facile d'application puisque l'illumination par OL ne demande qu'un ajustement angulaire, sans mise au point critique.

4.3.3 Couplage électronique et postdéttection

La fig. 9 montre les circuits utilisés lors de nos travaux. Pour mesurer le courant I_D (déterminant la puissance incidente) généré dans la photodiode, on se sert du circuit a), où la borne A est connectée soit à un oscilloscope TEK 7904, soit à un voltmètre RMS HP 3400A (lorsque I_D a une large bande), ou encore à un voltmètre vectoriel synchrone PAR5204 (lorsque le courant intéressant a une bande étroite). La résistance de 50Ω , faible comparativement à celle de $12 \text{ k}\Omega$ de la photodiode polarisée en inverse, draine pratiquement tout le courant I_D , la tension en A n'est donc pas trop affectée par les changements de R_{Det} .

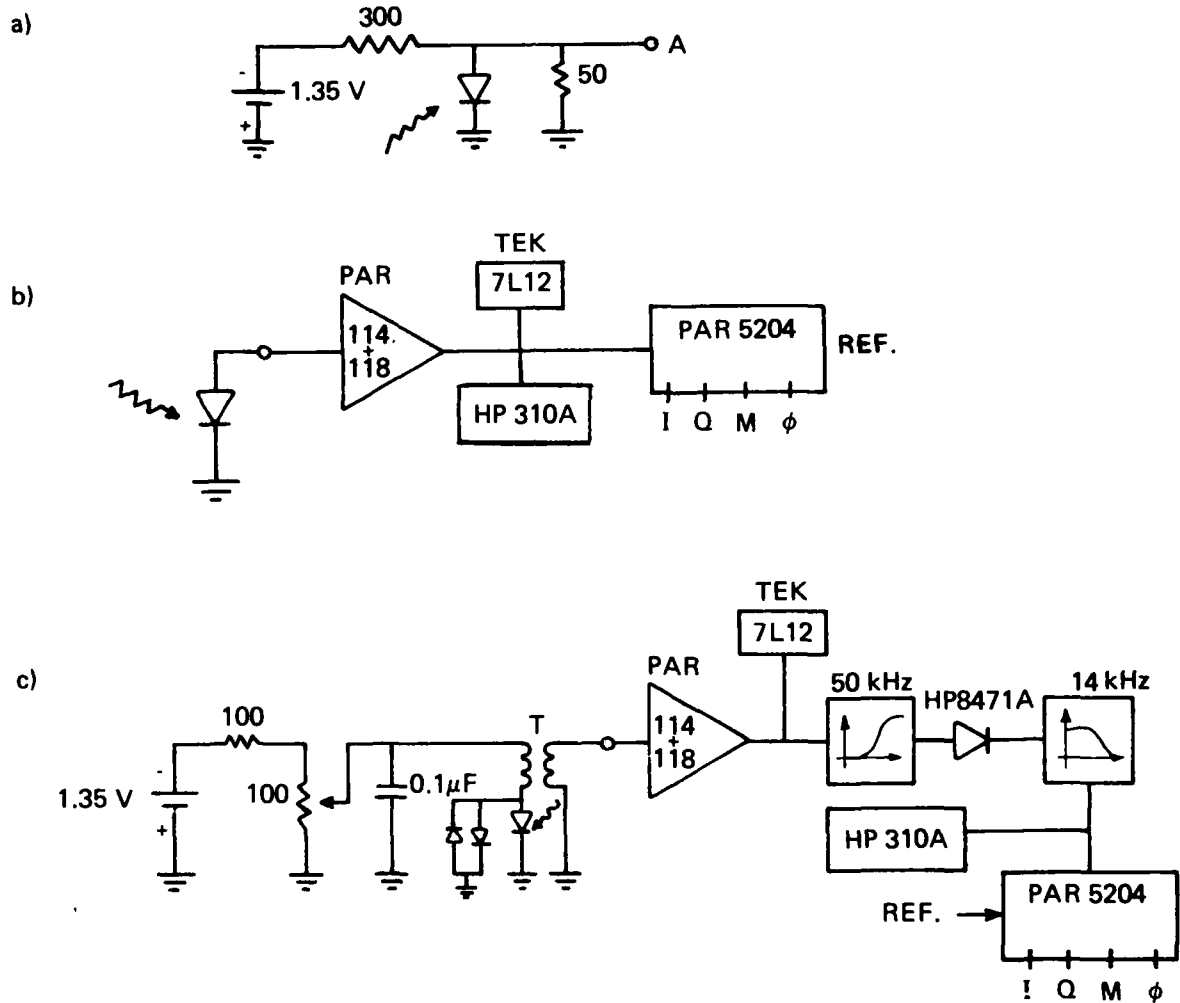


FIGURE 9 - Circuits de détection a) pour mesurer P_r
 b) utilisé en modes DIR et HOM c) utilisé en mode HET

Le circuit b) sert à mesurer le SNR en mode DIR. L'amplificateur PAR 114 avec préamplificateur 118 a une bande de DC à 1 MHz, et des filtres passe-haut et passe-bas y sont incorporés. Il est optimisé pour une impédance de source de 2-5 k Ω à 15 kHz. Le LIA PAR 5204 est un détecteur synchrone vectoriel pouvant fonctionner jusqu'à 200 kHz et doté des sorties I (en phase), Q (quadrature), M (grandeur), ϕ (phase). Dans une bande d'analyse B de 1 Hz, le signal est donné par M et sa phase relative à l'onde de référence (venant du HP3310B du modulateur) par ϕ . Le bruit est mesuré par l'analyseur HP 310A dans une bande de 200 Hz et à une fréquence de 13 kHz, alors que le signal est à ≈ 14.7 kHz. On a vérifié chaque fois que les bruits à la fréquence de mesure et à la fréquence du signal sont comparables (en pratique, il y a un facteur 2). Il faut choisir une autre fréquence de mesure pour mesurer simultanément le bruit et le signal. Enfin, grâce à un analyseur de spectre TEK 7L12, on détermine grossièrement le contenu en fréquences du signal total (signal plus bruit).

Enfin, le circuit c) est mis à profit en mode HET (ce circuit a été conçu par M. J.M. Cruickshank). La photodiode est polarisée en inverse et le signal a.c. est transmis à l'amplificateur au moyen d'un transformateur miniature. Pour une fréquence supérieure à 50 kHz, la résistance de 12 k Ω de la photodiode est abaissée, à l'aide d'un transformateur, à environ 5 k Ω , impédance pour laquelle l'amplificateur est optimisé. Si la fréquence devient inférieure à 50 kHz, comme en mode HOM, le transformateur provoque une perte, mais il est quand même possible de voir le bruit induit par OL à 15 kHz. Un filtre passe-haut (5 pôles) à 50 kHz permet ensuite de diminuer le retour parasite dans OL (nous reviendrons ultérieurement sur ce point). Un détecteur d'enveloppe, formé d'un détecteur RF HP 8471A et d'un filtre passe-bas (5 pôles) à 15 kHz, fournit alors le signal mesurable par le LIA et le HP310A. En mode HOM, comme le filtre passe-haut et le détecteur d'enveloppe sont inutiles, ils sont enlevés.

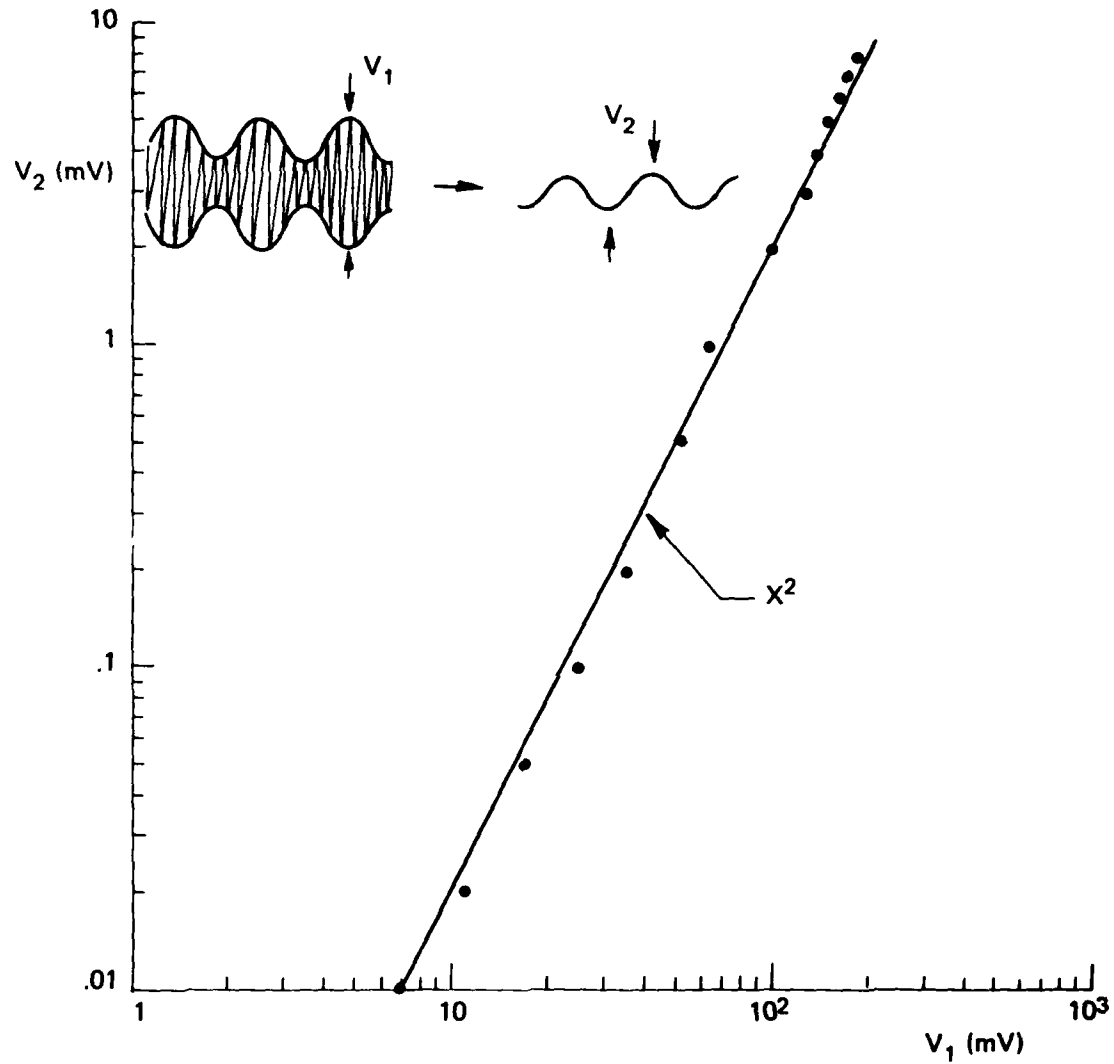


FIGURE 10 - Caractéristiques du démodulateur RF

A l'aide d'un générateur HP 608D, qui donne une porteuse à 10 MHz modulée en amplitude à 1 kHz, on obtient la caractéristique de transmission du détecteur d'enveloppe, tel qu'illustré à la fig. 10. On remarque sur cette figure que le détecteur d'enveloppe se comporte comme un détecteur quadratique (X^2) dont on ne le distinguera plus désormais.

5.0 CALCUL DU RAPPORT SIGNAL/BRUIT (SNR) A LA POSTDETECTION

Nous présentons maintenant un résumé des expressions mathématiques utilisées par la suite dans ce travail. Ces relations sont démontrées dans les appendices A, B, et C.

5.1 Sans étalement de fréquences

En posant que l'onde reçue est de forme

$$E_{pr}(t) = E_{pr} \cos(\beta/2 \sin(\omega_m(t+T)) - \pi/4) \cos(\omega_r(t+T) + \phi_r) \quad [20]$$

et en supposant que les différents bruits sont blancs et gaussiens dans les bandes de fréquence qui nous intéressent, on peut écrire les signaux lus dans une bande de 1 Hz et les SNR_p comme ci-dessous:

5.1.1 Mode direct (DIR)

$$S_{DIR, \omega_m, rms} = R_V P_r \quad [21]$$

$$P_r = \frac{1}{2\sqrt{2}} E_{pr}^2 J_1(\beta) \quad [A.6]$$

$$SNR_{P, DIR} = \frac{P_r^2}{A_{DBD}^{*-2} + N_{TD} R_V^{-2}} \quad [A.8]$$

$$P_{r,min}, N_{TD} = 0, \text{ DIR}, 1 \text{ Hz} = 1 \times 10^{-12} \text{ W } (-90 \text{ dBm}) \text{ si } A_D = 4 \times 10^{-4} \text{ cm}^2$$

$$\text{et } D^* = 2 \times 10^{10} \text{ Hz}^{\frac{1}{2}} \text{ -cm -W}^{-1}$$

où R_V est la réponse en tension du circuit de détection,
 A_D la surface du détecteur,
 D^* la détectivité réduite du détecteur,
 B la bande d'analyse (1 Hz),
 P_r la puissance rms du retour ($\hat{\omega} = \omega_m$),
 N_{TD} le bruit attribuable à la cible et aux scintillations.

5.1.2 Mode homodyne (HOM)

$$S_{HOM, \omega_m, rms} = 2 R_V \gamma_{HOM} J_1^2(\beta/2) [\sqrt{2} P_{OL} P_r J_1^{-1}(\beta)]^{\frac{1}{2}} \quad [A.12]$$

$$SNR_{P, HOM} = \frac{4\sqrt{2} \gamma_{HOM}^2 J_1^2(\beta/2) J_1^{-1}(\beta) P_r}{A_D f_n P_{OL}^{-1} D_{eff}^{*-2} + 2(\frac{h\nu}{\eta}) f_n + R_V^{-2} P_{OL}^{-1} N_{TH}} \quad [A.15]$$

$$SNR_{P, HOM, SNL} = 2\sqrt{2} \frac{J_1^2(\beta/2)}{J_1(\beta)} \gamma_{HOM}^2 \left(\frac{\eta P_r}{h\nu f_n} \right) \quad [A.16]$$

$$P_{r,min, SNL, HOM}, 1 \text{ Hz} = 8.6 \times 10^{-19} \text{ W } (-151 \text{ dBm}) \text{ si } \gamma_{HOM} = 0.5, \beta = 0.8$$

$$\eta = 0.2 \text{ et } \lambda = 10.6 \text{ } \mu\text{m}$$

où γ_{HOM} donne le recouvrement spatial des champs (entre 0 et 1),
 P_{OL} est la puissance de l'oscillateur local,
 f_n la bande admise par le système de détection,
 D_{eff}^* la détectivité réduite efficace du détecteur pour le circuit de détection utilisé,
 N_{TH} le bruit dû à la cible et aux scintillations.

5.1.3 Mode hétérodyne (HET) avec X^2

$$S_{\text{HET}, \omega_m, \text{rms}} = S_o^{\frac{1}{2}} = 4 \frac{J_1(\beta/2)}{J_1(\beta)} \propto R_V^2 \gamma_{\text{HET}}^2 P_{\text{OL}} P_r \quad [22]$$

$$\text{SNR}_{\text{P,HET,SNL}} = \frac{K_s \gamma_{\text{HET}}^4 Q_{\text{IF}}^2 / J_1^2(\beta)}{\sqrt{2} \gamma_{\text{HET}}^2 (1 + \xi_s^2) Q_{\text{IF}} / J_1(\beta) + (1 - f_m / 2f_n)} \quad [\text{A.28}]$$

$$P_{r, \text{min,SNL,HET}, X^2} = 5.5 \times 10^{-16} \text{ W } (-123 \text{ dBm}) \text{ avec } f_n = 1 \text{ MHz,}$$

$$\text{où } K_s = (f_n / B) (\xi_s / (1 + \xi_s^2))^2$$

$\xi_s^2 = 2 J_1(\beta/2)$ exprime le rapport entre la puissance des deux raies latérales et celle de la porteuse

$$Q_{\text{IF}} = \frac{\eta P_r}{h \nu f_n}$$

5.2 Avec étalement de fréquences

En posant

$$E_{\text{pr}}(t) = E_{\text{pr}} q_m(t) \sum_i \int_{\omega_{r1}}^{\omega_{r2}} a_i(\omega_r) \cos[\omega_r(t - t_i) + \theta_i(\omega_r)] d\omega_r \quad [\text{B.1}]$$

où $q_m(t) = \cos(\beta/2 \sin(\omega_m(t + T)) - \pi/4)$ et ω_r signifie "fréquence au retour". En supposant que $a_i^2(\omega_r)$ représente un spectre carré, on obtient les expressions données ci-après.

5.2.1 Mode direct (DIR)

$$S_{\text{DIR}, \omega_m, \text{rms}} = R_V P_r$$

$$N_{\text{TD}} = \frac{2}{3} \frac{R_V^2 P_r^2}{J_1^2(\beta)} \left(\frac{B}{f_{r2} - f_{r1}} \right) \quad [\text{B.6, B.8, A.6}]$$

$$\text{SNR}_{\text{P,sat}} = \frac{3}{2} J_1^2(\beta) \frac{(f_{r2} - f_{r1})}{B} \quad [\text{B.9}]$$

où l'indice "sat" signifie que le bruit causé par les scintillations domine tous les autres bruits. Si $\Delta f_r \approx 0.6 \text{ MHz}$, $B = 1 \text{ Hz}$ et $\beta = 0.8$, alors

$$\text{SNR}_{\text{P, DIR,sat}} = 1.4 \times 10^5 \text{ (52 dB)} \quad [23]$$

5.2.2 Mode hétérodyne (HET)

$$S_{\text{HET}, X^2, \omega_m, \text{rms}} = 2 \alpha \gamma_{\text{HET}}^2 R_V^2 P_r P_{\text{OL}} \quad [\text{B.14}]$$

$$N_{\text{TH}} = \frac{8}{3} \alpha^2 \gamma_{\text{HET}}^4 \frac{R_V^4}{J_1^2(\beta)} P_r^2 P_{\text{OL}}^2 \left(\frac{B}{f_2 - f_1} \right) \quad [\text{B.6, B.8}]$$

$$\text{SNR}_{\text{P,HET,sat}} = \frac{3}{2} J_1^2(\beta) \left(\frac{f_2 - f_1}{B} \right) \quad [\text{B.17}]$$

Si $\Delta f = 0.4 \text{ MHz}$, $B = 1 \text{ Hz}$ et $\beta = 0.8$, alors

$$\text{SNR}_{\text{P,HET,sat}} = 9.6 \times 10^4 \text{ (50 dB)} \quad [24]$$

On note que s_{ω_m} reste le même avec ou sans étalement. En effet, le format de modulation utilisé ici ne fait varier que le niveau moyen du signal total qui est indépendant de l'étalement de fréquences. Par contre, le bruit augmente dans la bande d'analyse avec $(f_2 - f_1)$ lorsque $(f_2 - f_1) \geq f_m$ et il diminue lorsque $(f_2 - f_1) \gg f_m$.

Dans les deux sections suivantes, nous présentons quelques résultats qualitatifs (formes des signaux, spectre), les méthodes de mesure (P_r , P_{OL} , γ_H , signal, bruits) et enfin des mesures du SNR_p en fonction de P_r . Les principales quantités mesurées ont été définies dans les relations qui précèdent, puis elles ont été comparées aux courbes issues de ces relations.

6.0 MESURES PRELIMINAIRES

Avant de présenter les mesures du SNR en fonction de P_r nous allons examiner un peu la forme des signaux obtenus.

6.1 Les différents bruits

6.1.1 Bruit électronique et bruit optique (OL)

La fig. 11a représente le spectre de N_E immédiatement après le préamplificateur. Le bruit est blanc jusqu'à ≈ 500 kHz, puis il suit la pente de 12 dB/octave du préamplificateur. Lorsque OL est présent, le bruit optique N_s s'additionne à N_E , ce qui donne le spectre de la fig. 11b. C'est l'analyseur de spectre qui est responsable de l'asymétrie manifeste. On remarque que le système est bien en régime SNL. Le bruit N_s est évidemment blanc sur cette photo.

6.1.2 Retour parasite dans OL

En examinant la fig. 1, on s'aperçoit que, lorsque le même laser sert à la fois d'émetteur et d'oscillateur local, la moindre réflexion à une des faces du cristal électro-optique (é-o) amène un retour parasite à $\omega = \omega_m$ dans OL. La fig. 12a permet de constater que ce retour parasite contient deux fréquences, ω_m et $2\omega_m$. La composante à $2\omega_m$ vient de la face du cristal la plus éloignée du laser (modulation é-o AM sans lame $\lambda/4$) tandis que celle à ω_m vient de la première face du cristal. En principe, ce dernier retour ne devrait pas être modulé, mais nous avons trouvé que la face d'entrée du cristal oscille à $\omega = \omega_m$ lorsque $V_m \neq 0$. A l'aide du montage de la fig. 13, nous avons observé dans le visible une modulation AM (sans lame A) à $\omega = \omega_m$, lorsque l'iris était au bout d'un diamètre horizontal (i.e. parallèle au plan des électrodes sur le cristal CdTe) de la tache optique. Aucune modulation n'était apparente au bout d'un diamètre vertical. Le signal à ω_m augmentait avec V_m .

En insérant la lame A, on a observé un battement entre le retour du cristal et celui de la première face de la lame, au centre de la tache optique. Il semble donc que la face d'entrée du cristal se déforme à $f \approx 15$ kHz, affectant ainsi la phase et la position du retour dans OL et causant le signal parasite à $\omega = \omega_m$.

En mode HOM, le signal parasite correspond à $P_r \approx 1.8 \times 10^{-10}$ W (-67 dBm). A l'aide du filtre passe-haut à 50 kHz, utilisable en mode HET, ce signal est ramené à une valeur équivalant un P_r égal à 1.8×10^{-16} W (-127 dBm) et inférieur à $P_{r,min,HET}$. On peut faire varier l'amplitude de ce signal parasite en modifiant légèrement l'orientation de l'axe du cristal par rapport à l'axe optique du système. La fig. 12b illustre l'effet d'un alignement nonoptimal du cristal: la composante à ω_m a considérablement augmenté comparative-ment à celle de la fig. 12a.

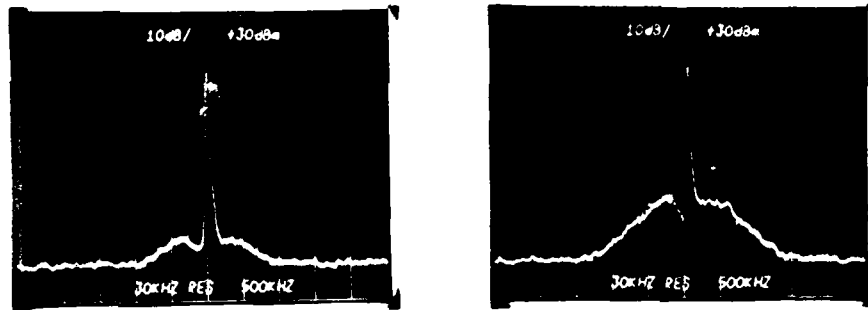


FIGURE 11 - Bruits obtenus avec le PAR 114 + 118 a) électronique
b) électronique et optique

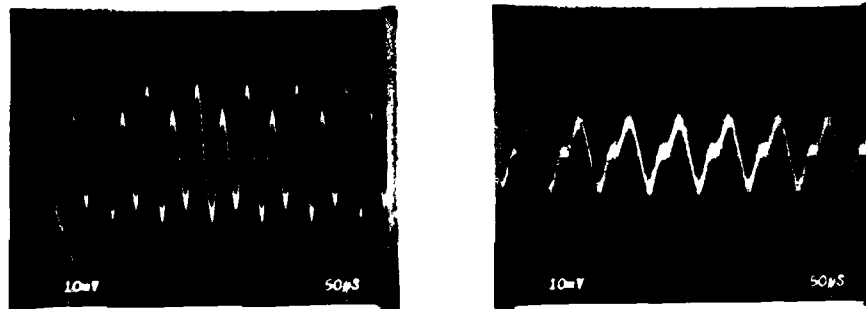


FIGURE 12 - Bruit parasite a) surtout à $\omega = 2\omega_m$ b) surtout à $\omega = \omega_m$

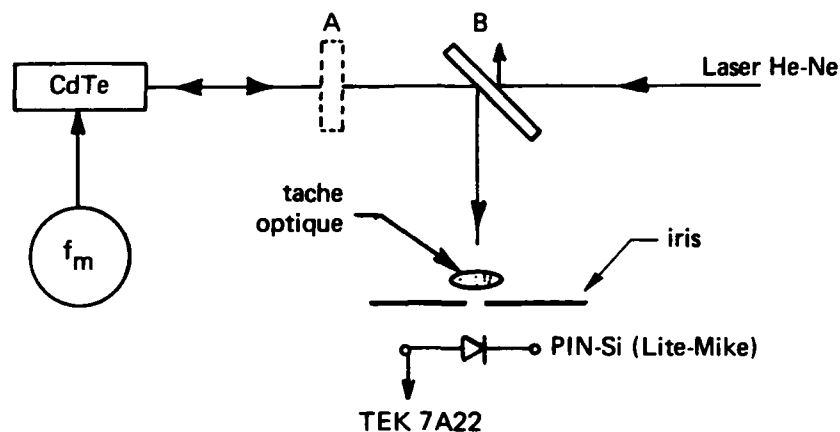


FIGURE 13 - Système pour vérifier si la face d'entrée du cristal é-o vibre à $\omega = \omega_m$

6.1.3 Réception parasite

On a remarqué que l'orientation du transformateur à haute tension (circuit du modulateur) affectait grandement la réception parasite à ω_m par les cables. Une orientation convenable du transformateur, la suppression des boucles de terre et un gain suffisant du préamplificateur permettent toutefois de négliger ce signal parasite.

6.2 Retour de la cible

La fig. 14a montre le retour de la cible (en mode DIR) sans modulation. On y remarque la fréquence de rotation de la roue (90 Hz) et le scintillement rapide du signal. La fig. 14b illustre le même retour mais avec modulation. L'équation [B.2] représente ce signal de façon approximative, i.e. un ensemble de porteuses et une enveloppe. La partie cohérente de ce signal à $\omega = \omega_m$ (donnée par [B.3]) sert à mesurer P_r .

NON CLASSIFIE

31

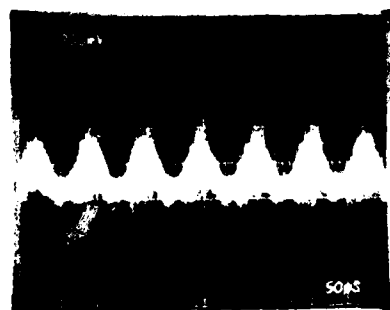
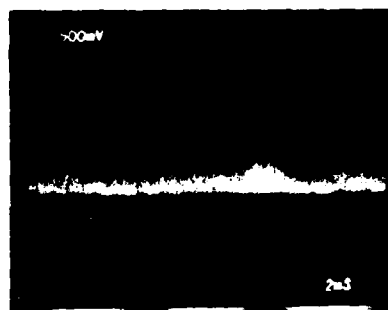


FIGURE 14 - a) retour de la cible b) retour avec modulation
c) spectre du retour (DIR)

La fig. 14c illustre la forme du spectre du signal de retour en mode DIR: à mi-hauteur, sa largeur est d'environ 300 kHz. La structure fine de ce spectre autour de $f_m = 15$ kHz est mise en évidence par la fig. 15. On y présente, sur une échelle relative, le signal par bande unitaire (1 Hz) en fonction de la fréquence lorsqu'il y a modulation. La partie non cohérente du signal est relativement constante autour de ω_m et elle est inférieure au signal cohérent d'environ 47 dB (régime de saturation, voir [B.9] et section 5.2). On remarque que la puissance est comparable dans les parties incohérente et cohérente; la scintillation est donc très forte dans notre système expérimental.

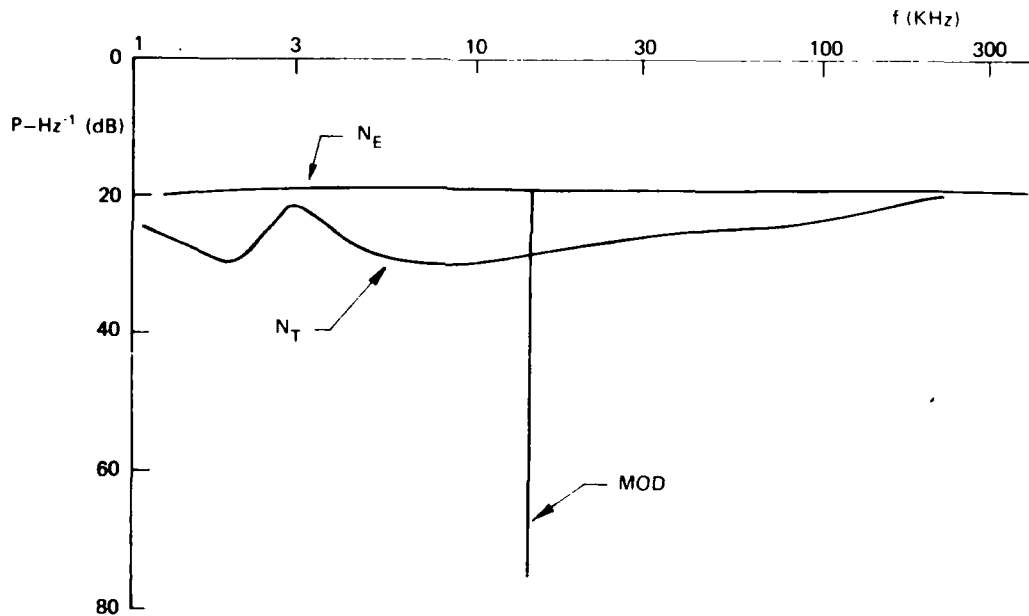


FIGURE 15 - Spectre moyen de s_{DIR}

6.3 Signal hétérodyne

6.3.1 Bande IF

La fig. 16a montre un cas typique de signal hétérodyne immédiatement après le préamplificateur. On y voit un ensemble de fréquences porteuses, modulées en amplitude, à $f_m \approx 15$ kHz (ce qui justifie [B.10]). Une échelle de temps plus dilatée (fig. 16b) indique que le signal est quasi-monochromatique et qu'il a un temps de cohérence d'environ 4 cycles. La forme du spectre est représentée à la fig. 16c, où on remarque un signal à bande étroite située autour de $\omega_{IF} \equiv \Delta\omega_{\text{Doppler}} \approx 1.2$ MHz. Le bruit optique N_s est clairement visible entre les pics du signal et le pic à fréquence nulle. Les pics hétérodynes se situent à la fréquence de coupure du préamplificateur utilisé (pour minimiser f_n), ce qui explique leur asymétrie.

Le circuit de la fig. 9a, et l'équation [C.5] nous ont permis de mesurer $\gamma_{\text{HOM}} > 0.5$ et $\gamma_{\text{HET}} \approx 0.3$. Avec un système optique optimisé, on devrait obtenir $\gamma_{\text{HET}} > 0.7$. Puisque dans [A.28] SNR_p dépend de γ^4 , il est très important d'optimiser γ dans un système subséquent.

En se servant de OL comme analyseur et en tournant le polariseur situé après le modulateur (fig. 1), on a mesuré la dépolarisation induite par la roue dépolie en rotation. C'est ce qu'indique la fig. 17, où le rapport $s_{\text{HET}}/s_{\text{DIR}}$ proportionnel à E_r est donné en fonction de l'angle du polariseur. On remarque que le rapport des axes de l'ellipse est ≈ 0.5 .

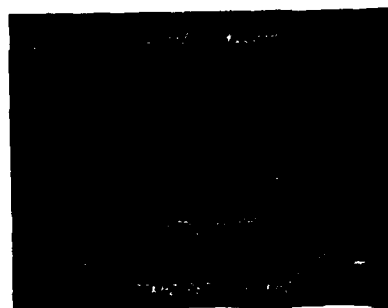
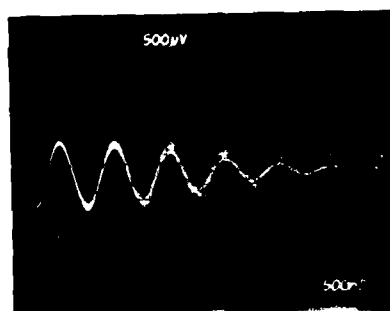
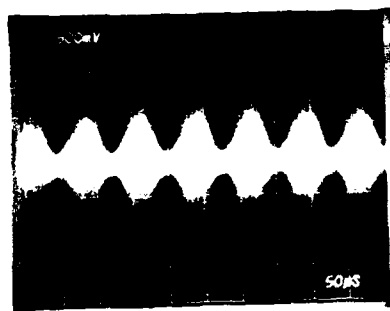


FIGURE 16 - a) Signal HET (IF) b) signal HET (IF) avec échelle de temps dilatée c) spectre HET (IF)

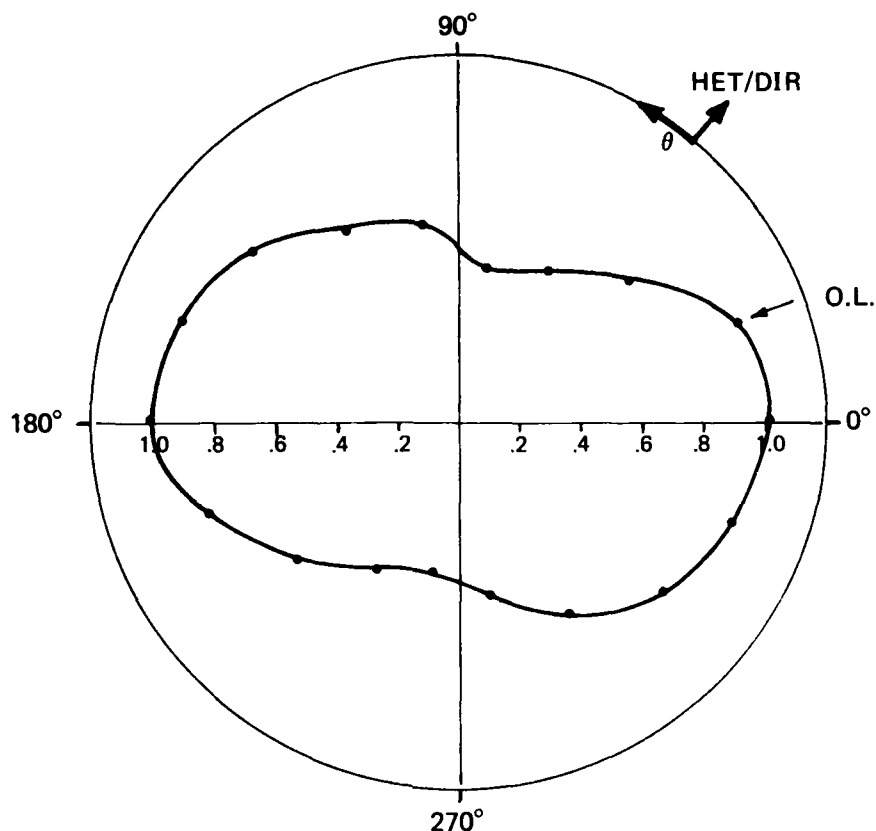


FIGURE 17 - Dépolarisation due à la cible tournante; θ est la position du polariseur à l'émission.

On observe également qu'après la cible, l'ellipse de polarisation est inclinée par rapport à la polarisation de OL mais qu'elle a la même amplitude parallèle à OL. Ce décalage n'a aucune importance dans ce cas-ci. Ce qui compte, c'est que la puissance P_r , mesurée en mode DIR avec le circuit représenté à la fig. 9a, n'est pas utilisée entièrement en mode HET, et qu'il faut par conséquent corriger cette valeur dans les calculs. Puisque les valeurs du SNR présentées par la suite sont imprécises à plus de 3 dB près, on considérera que

$$P_{r,HET} = 0.5 P_{r,DIR}$$

6.3.2 Démodulation

Après le filtre passe-haut à 50 kHz qui élimine le signal parasite dans OL, on place une diode pour rectifier le signal (démodulateur RF qu'on désignera désormais X^2). La fig. 18a montre la sortie du X^2 sans filtre passe-bas. On voit que la fonction caractéristique du X^2 est probablement de la forme

$$y = \alpha_1 x + \alpha_2 x^2 + \alpha_3 x^3 + \dots \quad [25]$$

où x est la tension à l'entrée et y , à la sortie. Dans la fig. 18b, où le signal HET n'est pas modulé en amplitude, on a élargi la partie du spectre qui entoure $f = 0$, après le passage à travers le filtre passe-bas. Ce spectre est passablement uniforme et coupe à $f = 15$ kHz. Lorsqu'on applique la modulation à $f = f_m$, on obtient le spectre de la fig. 18c. A $f = f_m$, on remarque une augmentation de la composante qu'il est difficile de déterminer de façon précise puisqu'elle se trouve près de la fréquence de coupure du filtre passe-bas. Tandis que l'amplitude des fréquences adjacentes a diminué légèrement, celle des très basses fréquences a augmenté. Ceci s'explique si on considère que le spectre n'est pas carré, mais qu'il diminue vers ses bords, et si $f_m < f_c$, où f_c est la fréquence de coupure du filtre. Une vue plus détaillée du spectre IF et de celui obtenu après le X^2 est donnée à la fig. 19. Le filtre passe-haut élimine le parasite à f_m et l'oscillation venant du laser à 36 kHz. Autour de f_{IF} , le spectre n'est pas vraiment carré, tel que supposé dans l'appendice B, mais cette approximation demeure valable. Après le X^2 , le spectre (moins la raie à f_m) a une amplitude qui diminue vers les hautes fréquences. De 10 kHz à 20 kHz, il varie d'un peu moins d'un facteur 2, alors que [B.13] ne prévoit aucune variation, on a ainsi une idée du degré d'approximation utilisé. Après le X^2 , le pic à f_{IF} donne un aperçu de α_1 dans l'équation [25].

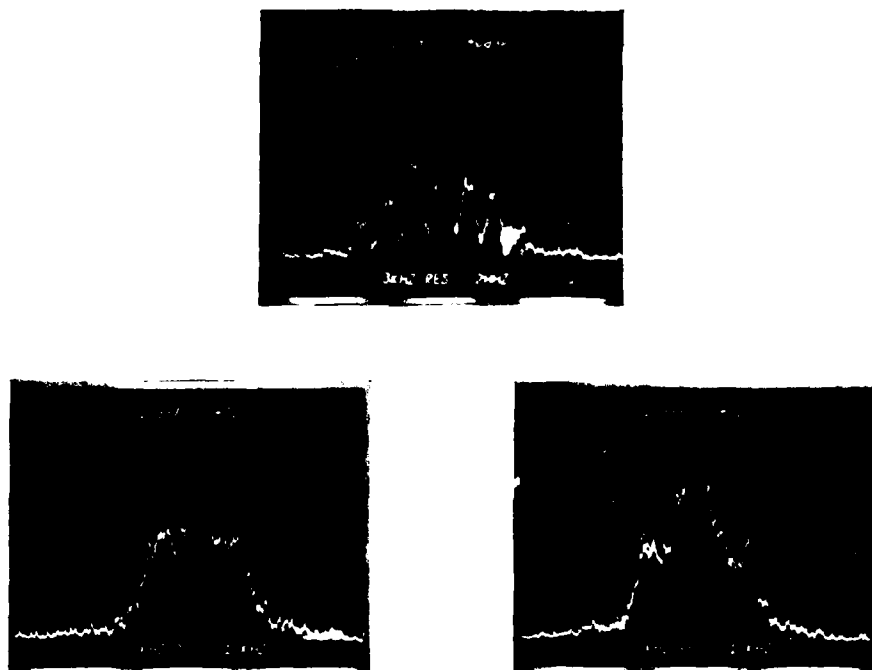


FIGURE 18 - a) Spectre après le x^2 b) spectre après le filtre passe-bas sans modulation c) spectre après le filtre passe-bas avec modulation

Le reste du système de démodulation effectue une détection synchrone de la composante à $f = f_m$.

6.4 Comportement du signal en fonction de P_r

On a vérifié que le signal (en tension) était proportionnel à $P_r^{\frac{1}{2}}$ dans le mode HOM, et à P_r dans le mode HET (avec x^2) ainsi que dans le mode DIR. Dans les modes HOM et HET, la valeur du signal dépendait évidemment de γ .

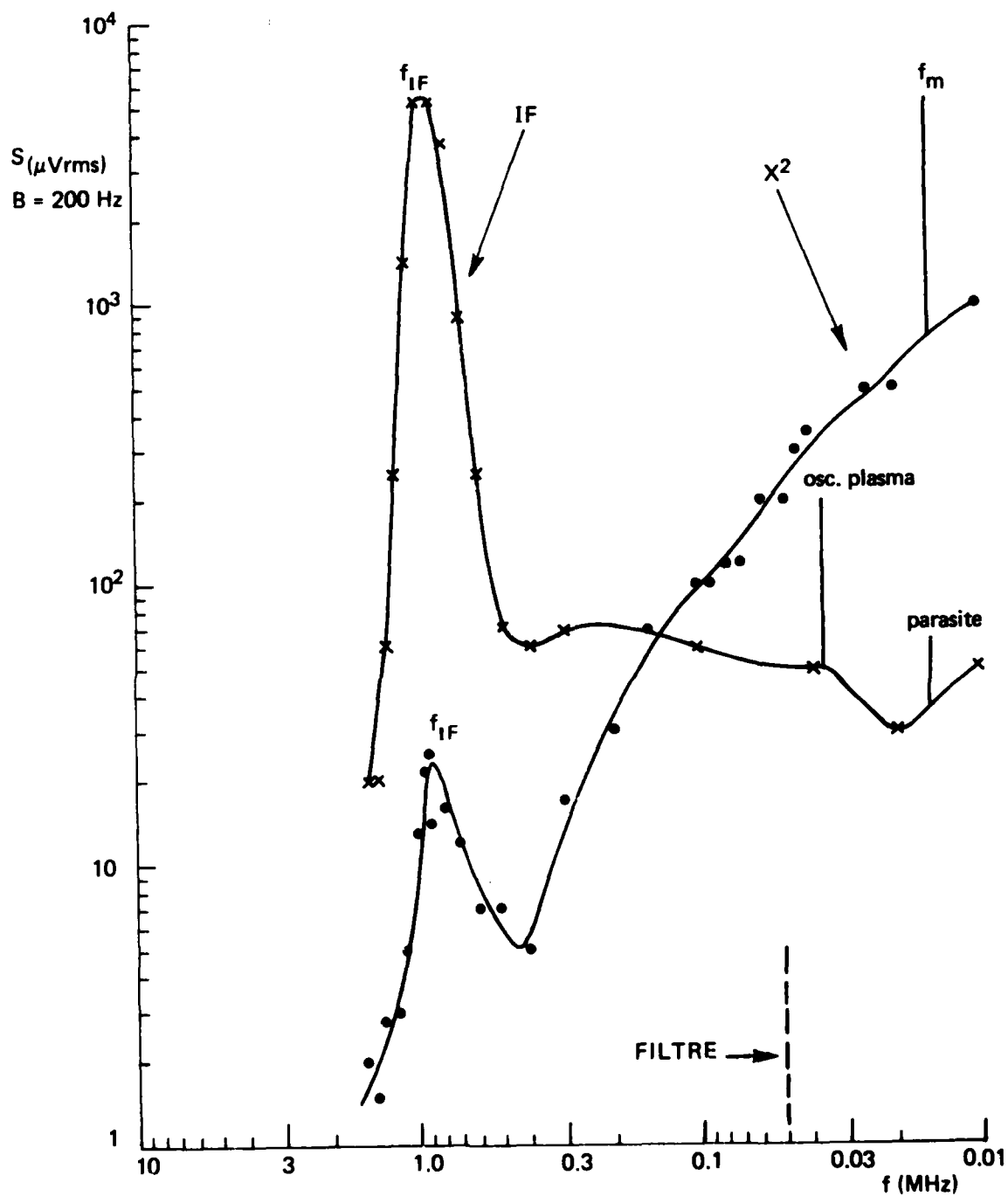


FIGURE 19 - Spectre IF et spectre après le X^2 obtenus avec une meilleure résolution

7.0 RESULTATS7.1 Imprécision dans la phase en fonction du SNR_p

A la section 2, il a été mentionné que

$$\Delta\phi_{\text{rms}} \approx (\text{SNR}_p)^{-\frac{1}{2}} \quad [24]$$

La fig. 20 montre des mesures de $\Delta\phi_{\text{rms}}$ (dans une bande $B = 1$ Hz) en fonction du SNR_p pour un déphasage $\phi \approx 0.3$ rad ($R \approx 0.5$ km). Lorsque le SNR_p est faible, $\Delta\phi_{\text{rms}} \approx \phi$, et lorsqu'il est élevé, $\Delta\phi_{\text{rms}} \rightarrow \epsilon$, où ϵ est la limite de précision en phase du PAR 5204. L'allure générale est bien décrite par l'équation [24]. Pour que $\Delta\phi_{\text{rms}} \leq 4$ mrad, il faut que $\text{SNR}_p \geq 40$ dB.

7.2 Valeur du SNR_p en fonction de P_r

Pour vérifier l'électronique et les méthodes de mesure, on a effectué une série de mesures du SNR_p en fonction de P_r en mode DIR; la fig. 21 rend compte de ces mesures. Pour un $P_r < -60$ dBm, la courbe obtenue correspond à un D^*_{eff} (après le préamplificateur) égal à $1.4 \times 10^{10} \text{ cm-Hz}^{\frac{1}{2}}\text{-W}^{-1}$. Le facteur bruit du préamplificateur est très près de 1 à cette fréquence et à cette valeur de résistance ($R_D \approx 1 \text{ k}\Omega$), de sorte que le D^* se compare bien à la valeur donnée par le fabricant ($1.4 \times 10^{10} \text{ cm-Hz}^{\frac{1}{2}}\text{-W}^{-1}$).

On remarque que la saturation du SNR_p a lieu vers 55 dB, valeur légèrement supérieure à celle calculée par la relation [B.9], mais cet écart est assez faible pour nous permettre de conserver ce modèle avec une certaine confiance.

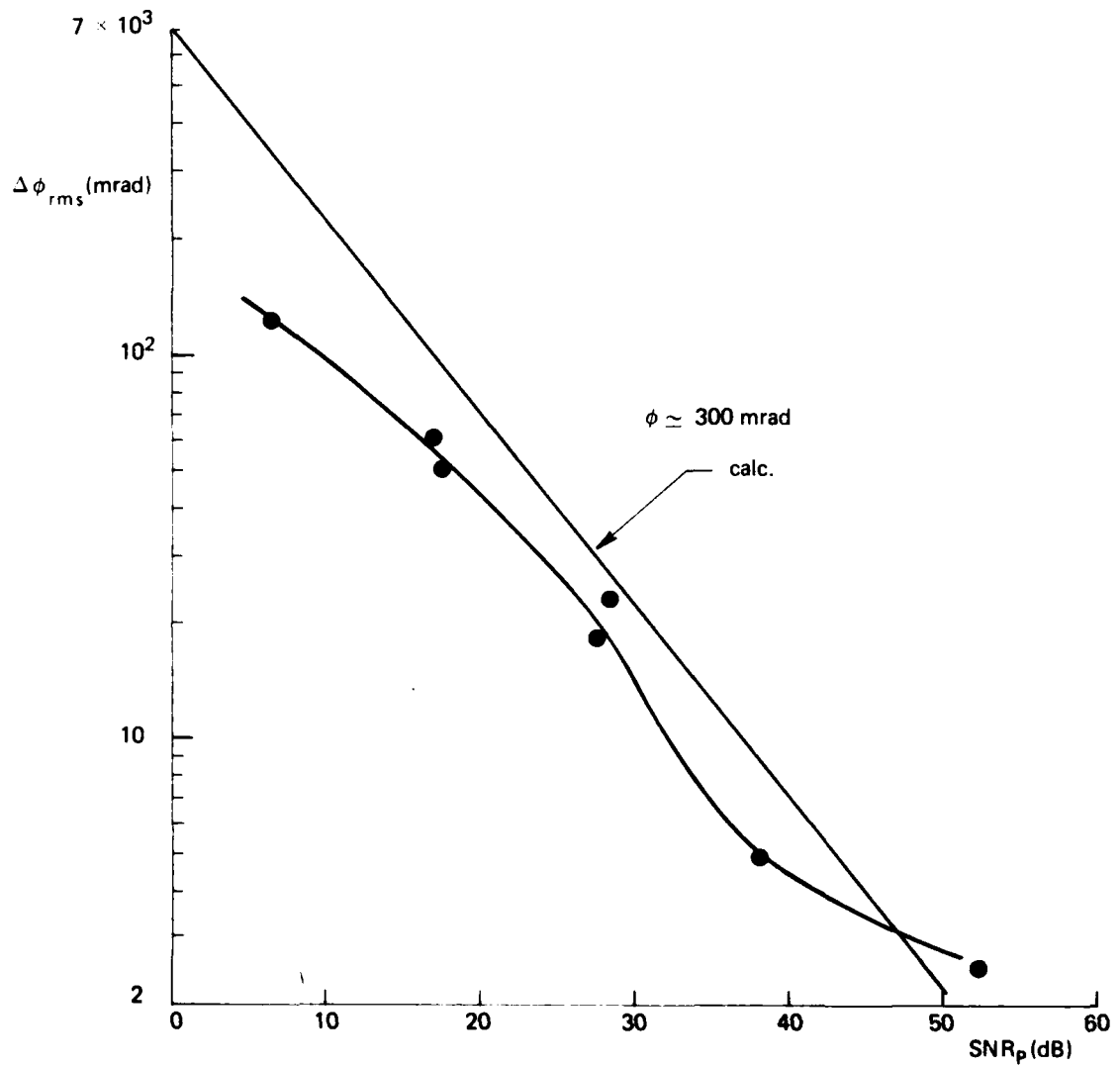


FIGURE 20 - Effet du SNR_p sur $\Delta\phi_{rms}$

Dans la fig. 21, la droite notée HOM a été vérifiée expérimentalement, elle correspond à [A.17] quand $\gamma = 0.5$. Les deux courbes notées HET sont calculées à partir de [A.28] pour $\gamma = 0.5$ et 0.2 , valeurs extrêmes des γ expérimentaux obtenus avec $\gamma_{\text{typique}} \approx 0.3$.

On voit que les différents points en mode HET-SNL s'inscrivent bien dans cette gamme de γ . Les diverses formes de points correspondent à des séries de mesures effectuées parfois à plusieurs mois d'intervalle. La saturation du SNR_p à environ 53 dB est évidente et elle concorde avec la prédiction du modèle de l'appendice B.

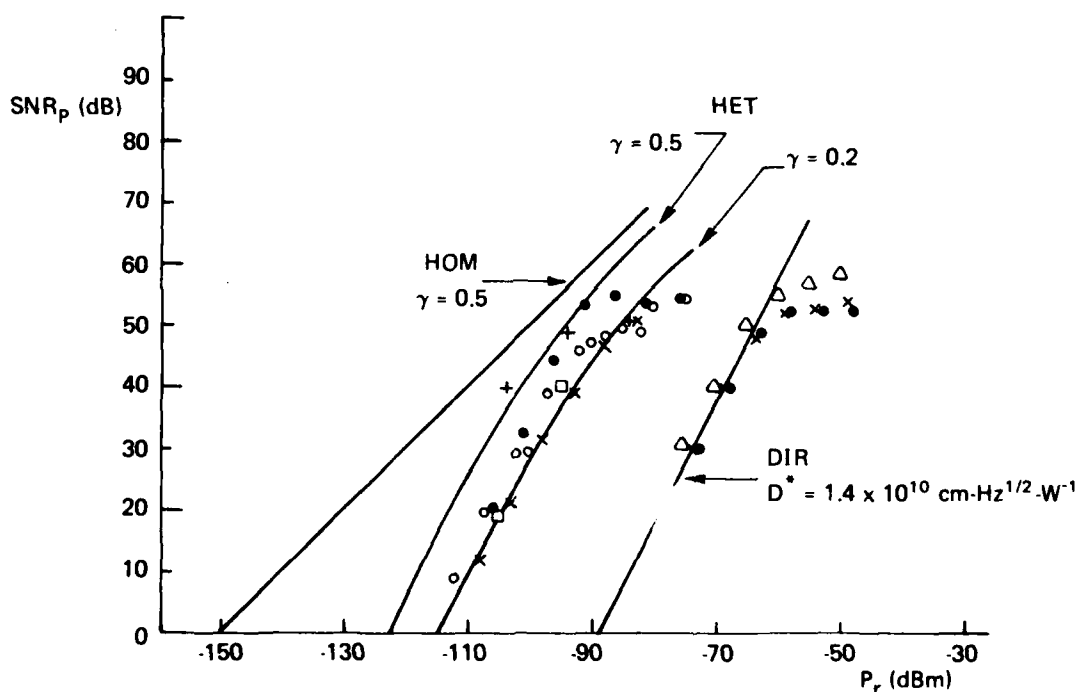


FIGURE 21 - Variations du SNR_p en fonction de P_r en modes DIR, HOM et HET (X^2)

On remarque que dans ce cas-ci, la puissance requise pour un $\text{SNR}_p \approx 40$ dB est de

- i) -70 dBm en mode DIR
- ii) -95 dBm en mode HET
- iii) -110 dBm en mode HOM

Le mode HOM doit être exclu à cause du parasite dans OL.

En mode HET on peut donc détecter (avec $\gamma_{\text{moyen}} \approx 0.3$) un P_r de 25 dB plus faible que celui détecté en mode DIR. Cette performance est encore meilleure lorsqu'on augmente γ (-6 dB si γ double).

Etant donné la saturation inhérente à un tel étalement de fréquences, le mode HET n'offre cependant aucun avantage lorsque P_r est supérieur à environ -60 dBm.

Lorsque le SNR_p est élevé, on remarque qu'avec X^2 et le même γ , ce SNR_p est de 5 dB plus bas en mode HET qu'en mode HOM. Cette perte liée au processus de postdéttection quadratique (tel que prédit par la théorie) a été vérifiée par Abrams & White (réf. 14) pour un système un peu différent; elle est attribuable à la position f_m de la bande d'analyse B dans la bande de bruit f_n .

7.3 Etalement en fréquences

Afin de vérifier l'équation [B.17], nous avons mesuré le $\text{SNR}_{p,\text{sat}}$ en fonction de la largeur de bande du signal HET dans la bande IF. La fig. 22 illustre quelques résultats des mesures effectuées, ainsi qu'une droite ajustée par la méthode des moindres carrés pour $\Delta f > 0.1$ MHz. En effet, la relation [B.17] n'est valable que pour $\Delta f \gg f_m$. La variation du SNR_p pour $\Delta f < 0.1$ MHz est plus lente.

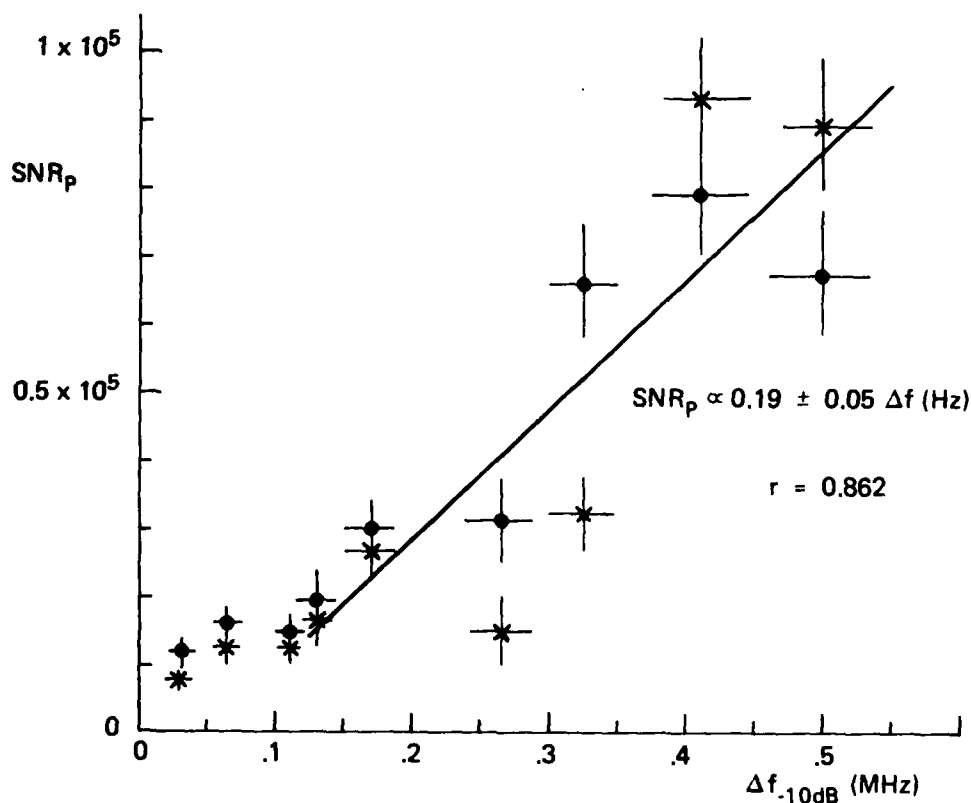


FIGURE 22 - Effet de l'étalement Doppler sur le SNR_p : étalement très supérieur à f_m

La droite ajustée (coefficient de corrélation égal à 0.862) a une pente égale à $0.19 \pm 0.05 \text{ Hz}^{-1}$ qui est donnée dans [B.17] par $1.5 J_1^2(\beta) = 0.24$ si $\beta = 0.8$. Il semble donc que le modèle utilisé dans l'appendice B (en particulier l'équation [B.1]) indique bien la tendance du comportement du $SNR_{p,sat}$ en fonction de $\Delta f = (f_2 - f_1)$, particulièrement la relation [B.17]. Il faut cependant noter que ces calculs sont approximatifs et que, par conséquent, la constante dans [B.17] l'est aussi. Selon la forme réelle des spectres dans la bande IF, sa valeur pourrait changer de façon appréciable.

Ce qui compte vraiment dans ce genre de résultats c'est que l'étalement en fréquences dû aux scintillations (quelle que soit leur source) n'est pas catastrophique si on emprunte le format de modulation AM. Quand l'étalement est très large, le SNR_p sature à une valeur d'autant plus élevée que cet étalement est large. Si l'étalement est très étroit il n'a pas d'effet. La pire situation se présente lorsque l'étalement est de l'ordre de f_m et que le spectre des scintillations comprend des composantes fortes à f_m ou $f_m/2$. La fig. 23 illustre un peu ce phénomène. La droite 1 correspond à un spectre de scintillations étroit et il n'y a pas de bruit à f_m . Ce type de spectre a la forme triangulaire typique de la multiplication de deux spectres carrés par le χ^2 . La droite 2 indique un spectre plus large mais de même puissance totale: le bruit N_T apparaît à f_m et augmente avec le spectre plus large de la droite 3. Avec un spectre encore plus large (droite 4), mais toujours à puissance totale constante, le bruit $N_T(f_m)$ diminue et continuerait de le faire si la largeur du spectre augmentait.

Il y a donc un maximum de $N_T(f_m)$ lorsque $\Delta f \approx f_m$, puis le bruit diminue quand Δf augmente.

8.0 DISCUSSION

La puissance reçue par un télémètre est

$$P_r = \begin{cases} \frac{T_o P_e A_r}{4\pi \theta_e^2} \left(\frac{\sigma}{R^4} \right) \exp(-0.28R) & \text{(cible ponctuelle)} \quad [26] \\ \frac{T_o P_e A_r}{4\pi} \left(\frac{\rho G \cos \theta}{R^2} \right) \exp(-0.28R) & \text{(cible diffuse étendue)} \quad [27] \end{cases}$$

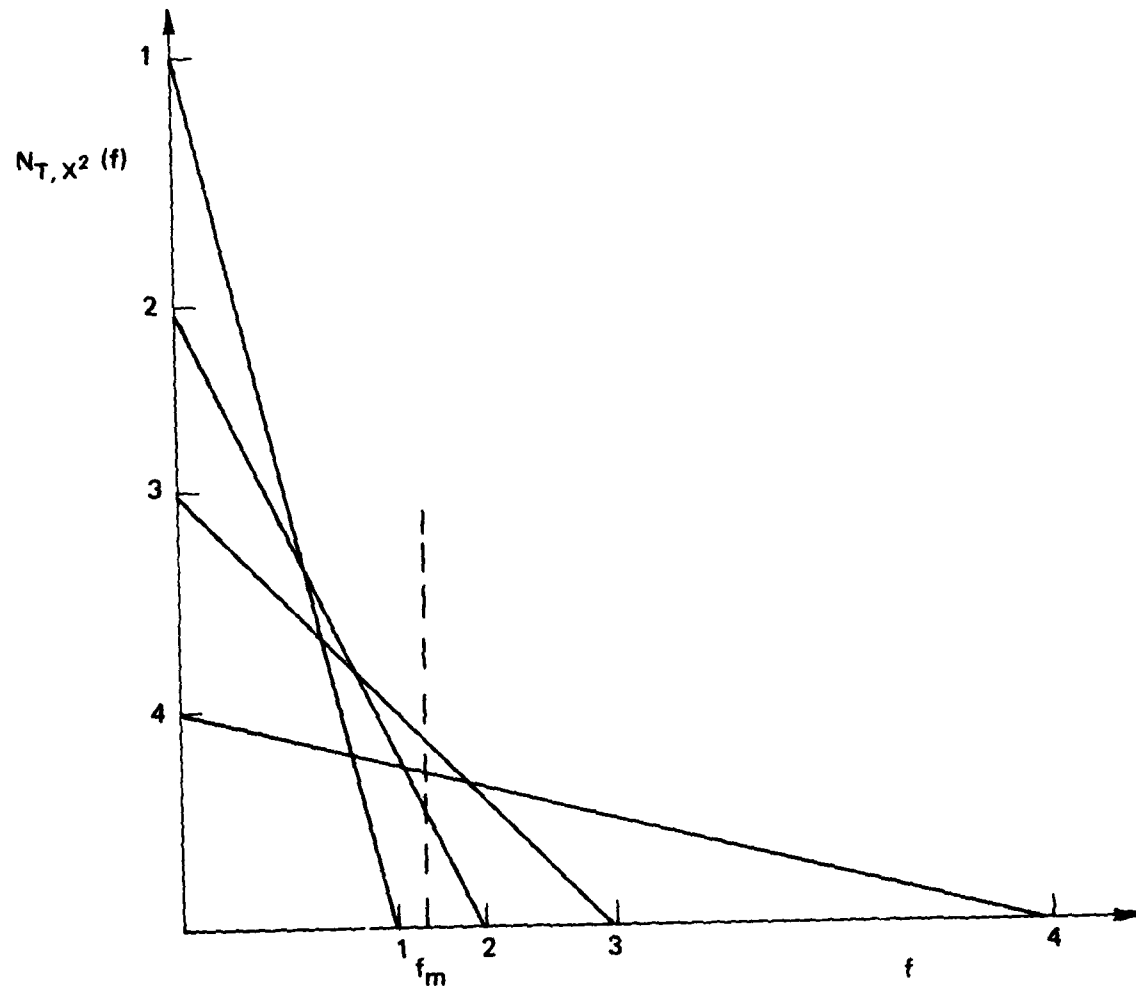


FIGURE 23 - Diagramme qualitatif illustrant les variations du
bruit à $f = f_m$ dB à la cible en fonction de l'étalement

où T_O est la transmissivité du système optique à la réception,
 P_e la puissance à l'émission,
 A_r la surface collectrice efficace,
 θ_e l'angle total de divergence à l'émission,
 β l'atténuation durant la propagation,
 R la portée,
 σ la section efficace de la cible ponctuelle = $\rho G A_c$,
 ρ la réflectivité de la cible,
 G le gain directionnel de la cible,
 θ l'angle d'incidence sur la cible étendue,
 A_c la surface efficace de la cible ponctuelle.

Dans le cas d'un rétro réflecteur cubique,

$$\sigma = \frac{4\pi d^4}{3\lambda^2} \left(\frac{\theta_d^2}{\theta_i^2} \right) (\theta_i \geq \theta_d) \quad [28]$$

où d est la longueur d'un côté du rétro réflecteur,
 λ la longueur d'onde utilisée,
 θ_d l'angle de diffraction du rétro réflecteur,
 θ_i l'angle de divergence du faisceau incident;

on omet la parenthèse si $\theta_i < \theta_d$.

A l'aide des formules [26, 27, 28] on peut calculer le rapport P_r/P_e en fonction de σ , R , A_r , θ_e et β (pour un T_O fixe). Dans le cas d'une cible ponctuelle, avec

$$\sigma = 0.1 \text{ m}^2 \text{ et } \theta_e^2 = \lambda^2/A_r$$

(i.e. même largeur d'optique à l'émission et à la réception et limite diffractive), on obtient les courbes de la fig. 24. Le symbole d_o indique le diamètre du système optique ($A_r = \pi d_o^2/4$). Les atténuations choisies correspondent à un temps clair (pas trop humide) à $\lambda = 10.6 \mu\text{m}$. La puissance reçue diminue rapidement à faible portée (perte diffractive) puis plus lentement (atténuation atmosphérique).

Les droites horizontales indiquent les valeurs de P_r (dBW) nécessaires pour un $\text{SNR}_p = 40$ dB (sans étalement de fréquences) avec le détecteur utilisé pour la fig. 21. La postdéttection quadratique (NL) nécessite une puissance 10 fois plus élevée que la détection ordinaire dans la bande IF, mais on ne peut pas mesurer directement le délai T dans la bande IF. De plus, une bande $B = 1$ Hz est inutilisable en IF à cause du déplacement Doppler qui peut être aléatoire. Une bande f_n de 1 MHz est plus appropriée, mais elle dégrade aussi la performance. Un système hétérodyne avec X^2 nécessite un P_r environ 30 dB plus faible que la détection en mode DIR ($\gamma = 0.5$).

Selon ces calculs, avec une ouverture de 5 cm, la postdéttection quadratique permet de mesurer une portée allant jusqu'à 4 km, si $\sigma = 0.1 \text{ m}^2$ et $\beta \approx 1$ dB/km. Evidemment, une meilleure performance est théoriquement possible si γ_{HET} est optimisé.

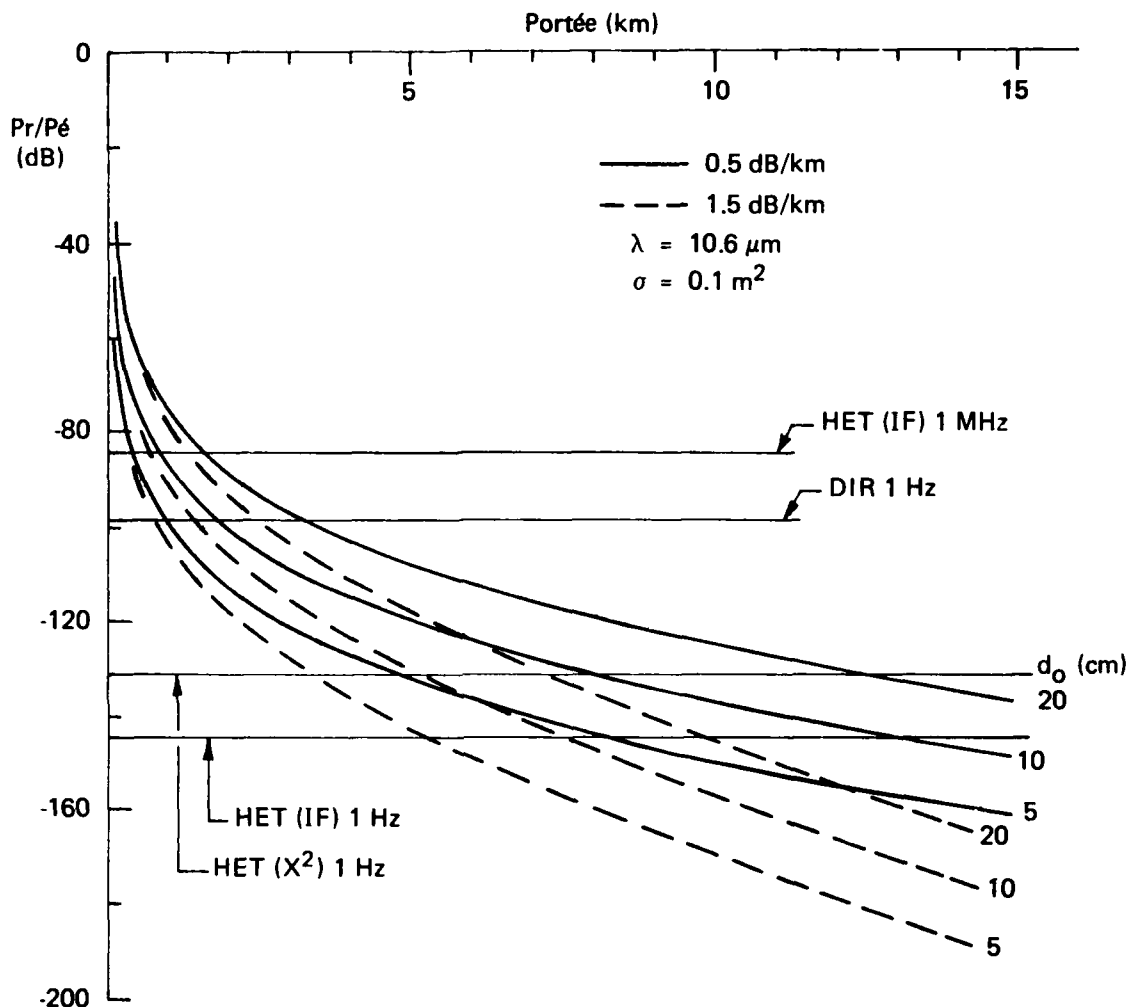


FIGURE 24 - Projections pour un télémètre à onde entretenue. Pour une cible ponctuelle donnée, ce graphique indique la puissance reçue en fonction de la distance de cette cible pour deux valeurs d'atténuation atmosphérique et trois dimensions du système optique. Les droites horizontales indiquent les seuils pour $SNR_P = 40$ dB si $D^* = 1.4 \times 10^{10} \text{ cm} \cdot \text{Hz}^{1/2} \cdot \text{W}^{-1}$, $\eta = 0.2$ et $\gamma = 0.5$.

9.0 CONCLUSION

Ce travail nous a permis de découvrir les relations qui caractérisent les paramètres importants dans un système de détection hétérodyne avec postdétection quadratique et porteuse modulée en amplitude. Nous avons constaté que dans le cas où le signal a un spectre large, le bruit dû aux scintillations diminue lorsque le spectre s'élargit considérablement par rapport à f_m .

Nous avons mis au point un système expérimental pour vérifier les relations théoriques et nous avons mesuré le SNR_p en fonction de la puissance reçue, P_r , en modes DIR, HOM et HET(X^2). Nous avons aussi déterminé le P_r minimum nécessaire pour avoir une précision de ± 5 m sur la portée R d'un télémètre comportant un tel système.

Les composantes optiques utilisées n'optimisaient pas l'efficacité hétérodyne γ ; cette situation devra absolument être améliorée dans les montages futurs.

Nous allons poursuivre ce travail avec un laser différent comme OL afin de vérifier le degré de liberté acceptable entre OL et l'émetteur en postdétection non linéaire.

APPENDICE APostdetection sans étalement de fréquences

L'onde émise a la forme

$$E_p(t) = E_o \cos \left(\frac{\beta}{2} \sin \omega_m t - \frac{\pi}{4} \right) \cos \omega t \quad [A.1]$$

(voir [16])

où la moyenne dans le temps de $E_p^2(t)$, i.e. $\overline{E_p^2(t)}$, est la puissance moyenne émise. Au retour, on peut écrire

$$E_{pr}(t) = E_{pr} \cos \left(\frac{\beta}{2} \sin(\omega_m(t+T)) - \frac{\pi}{4} \right) \cos(\omega_r(t+T) + \phi_r) \quad [A.2]$$

où T est le temps de transit, et ω_r la fréquence après déplacement Doppler.

1) En mode direct (DIR), le signal en tension est donc

$$s_{DIR}(t) = \frac{1}{2} R_v E_{pr}^2 (1 + \sin(\beta \sin(\omega_m(t+T)))) \quad [A.3]$$

où R_v est la réponse en tension du système de détection. En utilisant un développement de Fourier-Bessel, dont on ne retient que le premier terme puisque $\beta < 1$, on obtient

$$s_{DIR, \omega_m}(t) = \frac{1}{2} R_v E_{pr}^2 J_1(\beta) \sin(\omega_m(t+T)) \quad [A.4]$$

et

$$s_{DIR, \omega_m, rms} = \frac{1}{2\sqrt{2}} R_v E_{pr}^2 J_1(\beta) . \quad [A.5]$$

On peut alors définir la puissance rms du signal de retour

$$P_r \equiv \frac{1}{2\sqrt{2}} E_{pr}^2 J_1(\beta) \quad [A.6]$$

En mode DIR, le bruit provient de deux sources: la cible (fluctuations) et l'électronique (Johnson). Le bruit électronique est donné par

$$N_E = R_v^2 A_D B D^{*-2} \quad [A.7]$$

où A_D est la surface active du détecteur, D^* sa détectivité réduite et B la bande d'analyse. Le rapport signal/bruit en puissance (SNR_p) s'écrit donc

$$SNR_{p,DIR} = \frac{P_r^2}{A_D B D^{*-2} + N_T R_v^{-2}} \quad [A.8]$$

où N_T est le bruit dû à la cible.

2) En mode HOM (i.e. $\omega_{OL} - \omega_r = \omega_{IF} \equiv 0$), avec un oscillateur local de la forme

$$E_{OL}(t) = E_{OL} \cos(\omega_{OL} t), \quad [A.9]$$

la partie oscillante du signal peut s'écrire comme suit:

$$s_{HOM}(t) = R_v \left[\gamma_{HOM} E_{OL} E_{pr} \cos\left(\frac{\beta}{2} \sin(\omega_m(t+T)) - \frac{\pi}{4}\right) \cos(\omega_{OL} T + \phi_r) + \frac{1}{2} E_{pr}^2 \sin(\beta \sin(\omega_m(t+T))) \right] \quad [A.10]$$

où γ_{HOM} tient compte du recouvrement spatial des champs. Normalement, $E_{\text{pr}} \ll E_{\text{OL}}$; avec un laser CO_2 à onde entretenue et à mode longitudinal unique, on peut optimiser $\omega_{\text{OL}} T + \phi_r (=2 \text{ m } \pi)$ de sorte que

$$s_{\text{HOM}, \omega_m}(t) = \sqrt{2} R_v \gamma_{\text{HOM}} E_{\text{OL}} E_{\text{pr}} J_1\left(\frac{\beta}{2}\right) \sin(\omega_m(t+T)) \quad [\text{A.11}]$$

ce qui donne

$$s_{\text{HOM}, \omega_m, \text{rms}} = 2 R_v \gamma_{\text{HOM}} J_1\left(\frac{\beta}{2}\right) \left[\sqrt{2} P_{\text{OL}} P_r J_1^{-1}(\beta) \right]^{\frac{1}{2}} \quad [\text{A.12}]$$

où [A.6] a été utilisée ainsi que l'identité

$$P_{\text{OL}} = \frac{E_{\text{OL}}^2}{2} . \quad [\text{A.13}]$$

En mode HOM le bruit provient de trois sources: l'électronique (N_E), l'oscillateur local (bruit quantique, N_S) et la cible ou le milieu de propagation ($N_{\text{T,HOM}}$). Il faut cependant noter que les fréquences contenues dans $N_{\text{T,HOM}}$ sont très faibles. La forme de N_S est donnée par la formule

$$N_S = 2\left(\frac{h\nu}{\eta}\right) R_v^2 P_{\text{OL}} f_n \quad [\text{A.14}]$$

où f_n est la bande de bruit admise au préamplificateur. On trouve alors que

$$\text{SNR}_{P, \text{HOM}} = \frac{4\sqrt{2} \gamma_{\text{HOM}}^2 J_1^2\left(\frac{\beta}{2}\right) J_1^{-1}(\beta) P_r}{A_D f_n P_{\text{OL}}^{-1} D_{\text{eff}}^{*-2} + 2\left(\frac{h\nu}{\eta}\right) f_n + R_v^{-2} P_{\text{OL}}^{-1} N_{\text{T,HOM}}} \quad [\text{A.15}]$$

où D_{eff}^* inclut l'effet du circuit de polarisation et de couplage électronique. Si P_{OL} est suffisamment élevé pour obtenir le régime SNL, alors

$$\text{SNR}_{P, \text{HOM}, \text{SNL}} = 2\sqrt{2} \frac{J_1^2(\frac{\beta}{2})}{J_1^2(\beta)} \gamma_{\text{HOM}}^2 \left(\frac{\eta P_r}{h\nu f_n} \right) \quad [\text{A.16}]$$

$$= 0.28 \gamma_{\text{HOM}}^2 \left(\frac{\eta P_r}{h\nu f_n} \right) \quad \text{si } \beta = 0.8. \quad [\text{A.17}]$$

On peut noter ici que le fait d'extraire l'information mise antérieurement sur le faisceau laser réduit le SNR_P . En effet, si $\beta = 0$

$$\text{SNR}_{P, \text{SNL}} = \frac{s_{\text{dc}}^2}{N_S} = 2 \gamma_{\text{HOM}}^2 \left(\frac{\eta P_{\text{pr}}}{h\nu f_n} \right) \quad \text{où } P_{\text{pr}} = \frac{E_{\text{pr}}^2}{4} \quad [\text{A.18}]$$

et, pour $\beta \neq 0$,

$$\text{SNR}_{P, \text{SNL}} = 4 \gamma_{\text{HOM}}^2 J_1^2(\frac{\beta}{2}) \left(\frac{\eta P_{\text{pr}}}{h\nu f_n} \right) \quad [\text{A.19}]$$

Le facteur de réduction est d'environ 0.08 si $\beta = 0.8$. Pour $\gamma_{\text{HOM}} = 0.5$, $P_{r, \text{min}, \text{SNL}, 1 \text{ Hz}} = 8.6 \times 10^{-19} \text{ W} (-151 \text{ dBm})$.

3) En mode HET (i.e. $\omega_{\text{IF}} = \omega_{\text{OL}} - \omega_r > \omega_m$) le signal est de la forme

$$s_{\text{HET}, \text{IF}}(t) = R_v \gamma_{\text{HET}} E_{\text{OL}} E_{\text{pr}} \cos\left(\frac{\beta}{2} \sin(\omega_m(t+T)) - \pi/4\right) \cos(\omega_{\text{IF}}t + \theta) \quad [\text{A.20}]$$

$$\sim \frac{\sqrt{2}}{2} R_v \gamma_{\text{HET}} E_{\text{OL}} E_{\text{pr}} (1 + 2J_1(\frac{\beta}{2}) \sin(\omega_m(t+T))) \cos(\omega_{\text{IF}}t + \theta) \quad [\text{A.21}]$$

à mieux que 8% près. L'expression [A.21] correspond au signal vu sur un oscilloscope, dans la bande IF, immédiatement après le système de détection.

On peut réécrire [A.21] sous la forme

$$s_{\text{HET,IF}}(t) = A_a \cos(\omega_a t + \theta_a) + A_b \cos(\omega_b t + \theta_b) + A_c \cos(\omega_c t + \theta_c)$$

[A.22]

$$\begin{aligned} \text{où} \quad \omega_a &= \omega_{\text{IF}} & \theta_a &= \theta & A_a &= 2^{3/4} R_V \gamma_{\text{HET}} (P_{\text{OL}} P_r / J_1(\beta))^{1/2} \\ \omega_b &= \omega_{\text{IF}} + \omega_m & \theta_b &= \theta + \omega_m T - \pi/2 & A_b &= J_1(\beta/2) A_a \\ \omega_c &= \omega_{\text{IF}} - \omega_m & \theta_c &= \theta - \omega_m T + \pi/2 & A_c &= J_1(\beta/2) A_a \end{aligned}$$

Nous employons maintenant la méthode directe élaborée par Davenport et Root (réf. 15) et utilisée par Teich avec un bruit $N(f)$ blanc et gaussien. Dans cet appendice, les symboles sont les mêmes que dans les références 6b et 10.

Le signal $s(t)$ et le bruit total $n(t)$ se présentent à l'entrée du X^2 , à la sortie duquel on trouve donc

$$y(t) = \alpha(s \times s + n \times n + 2s \times n)$$

où α est un facteur d'échelle. On passe alors par la fonction d'auto-corrélation de y pour trouver sa densité spectrale $S_y(f)$ à l'aide de la transformée de Fourier. Ceci donne

$$\begin{aligned}
S_{s \times s}(f) = & \frac{\alpha^2}{4} \left\{ (A_a^2 + A_b^2 + A_c^2)^2 \delta(f) + \frac{A_a^4}{16} \delta(f \pm f_a) + \frac{A_b^4}{16} \delta(f \pm f_b) \right. \\
& + \frac{A_c^4}{16} \delta(f \pm f_c) + \frac{A_a^2}{4} (A_b + A_c)^2 \delta(f \pm f_m) + \frac{A_b^2 A_c^2}{4} \delta(f \pm 2 f_m) \\
& \left. + \frac{A_a^2 A_b^2}{4} \delta(f \pm (f_a + f_b)) + \frac{A_a^2 A_c^2}{4} \delta(f \pm (f_a + f_c)) + \frac{A_b^2 A_c^2}{4} \delta(f \pm (f_b + f_c)) \right\}
\end{aligned}$$

[A.23]

$$\begin{aligned}
S_{s \times n}(f) = & \alpha^2 \left\{ A_a^2 S_n(f \pm f_a) + A_b^2 S_n(f \pm f_b) + A_c^2 S_n(f \pm f_c) \right. \\
& \left. + 2(A_a^2 + A_b^2 + A_c^2) N f_n \delta(f) \right\}
\end{aligned}$$

[A.24]

$$S_{n \times n}(f) = 4\alpha^2 N^2 f_n^2 \delta(f) + \begin{cases} 2\alpha^2 N^2 (2f_n - |f|) & \text{pour } |f| < 2f_n \\ 0 & \text{ailleurs} \end{cases}$$

[A.25]

où

$$S_n(f) = \begin{cases} N & \text{pour } |f| < f_n \\ 0 & \text{ailleurs} \end{cases}$$

est la densité spectrale du bruit à l'entrée du X^2 . Il ne faut pas confondre N , la densité spectrale dans cet appendice, avec N_T , N_e ou N_S qui désignent les bruits dans le texte. La puissance du signal à $f = f_m$ est donc

$$S_o = \frac{\alpha^2}{2} A_a^2 (A_b + A_c)^2$$

[A.26a]

et le bruit est

$$N_o = 4\alpha^2 BN \left\{ A_a^2 + A_b^2 + A_c^2 + N(2f_n - f_m) \right\}, \quad [A.26b]$$

puisque $|f_m| < 2f_n$ et $f_n > f_{IF} + f_m$. On peut alors écrire le SNR_o de la façon suivante:

$$SNR_o = K_s \left\{ \frac{2SNR_i^2}{2SNR_i + \left(1 - \frac{f_m}{2f_n}\right)} \right\} \quad [A.27]$$

où

$$K_s = \left(\frac{f_n}{B} \right) \left(\frac{\xi_s}{1 + \xi_s^2} \right)^2$$

$$\xi_s = \sqrt{2} J_1(\beta/2)$$

$$SNR_i = S_i / N_i$$

$$S_i = \frac{1}{2}(A_a^2 + 2A_b^2)$$

$$N_i = 2Nf_n.$$

L'expression [A.27] est caractéristique d'un système de post-détection quadratique: lorsque le SNR_i est élevé, il y a un gain proportionnel au rapport des bandes de bruit et d'analyse (f_n/B) et, lorsque SNR_i est faible, SNR_o diminue comme SNR_i^2 . On remarque que ξ_s^2 donne le rapport entre la puissance des deux raies latérales et celle de la porteuse. K_s croît de façon monotone avec ξ_s . En principe, il atteindrait donc son maximum lorsque $\xi_s = 1$, ce qui équivaldrait

à $J_1(\beta/2) = 0.7$, et qui est impossible par définition. Le maximum de $J_1(\beta/2)$ se situe à $\beta \sim 3.6$, ce qui signifie une modulation très nonlinéaire et une tension très élevée sur le cristal électro-optique. Pour $\beta \sim 0.8$ (notre cas) $K_s \sim 0.07 (f_n/B)$ au lieu de $0.25 (f_n/B)$ dans le cas optimum.

Exprimée en fonction de P_r et en régime SNL, l'équation [A.27] devient

$$SNR_o = K_s \frac{\gamma_{HET}^4 Q_{IF}^2 / J_1^2(\beta)}{\sqrt{2} \gamma_{HET}^2 (1 + \xi_s^2) Q_{IF} / J_1(\beta) + (1 - f_m / 2f_n)} \quad [A.28]$$

où $Q_{IF} = \eta P_r / h\nu f_n$

Si Q_{IF} est grand,

$$SNR_o = 0.06 \gamma_{HET}^2 Q_B \quad (SNR_{HOM}^{-6.8 \text{ dB}})$$

alors que s'il est petit

$$SNR_o = 0.49 \gamma_{HET}^4 \left(\frac{B}{2f_n - f_m} \right) Q_B^2$$

où $Q_B = \eta P_r / h\nu B$.

Enfin, pour $\beta = 0.8$, $B = 1 \text{ Hz}$, $f_n = 1 \text{ MHz}$, $f_m = 15 \text{ kHz}$, $\gamma = 0.5$

$$\eta = 0.2, SNR_o = 1$$

$$P_{r,min, SNL, HET, \chi^2} = 5.5 \times 10^{-16} \text{ W} \equiv -123 \text{ dBm}.$$

APPENDICE BPostdetection avec étalement de fréquences

Il s'agit maintenant de calculer le SNR_p lorsque le retour de la cible est étalé sur une bande de fréquences optiques (par effet Doppler ou par scintillation). Au retour, l'onde optique a la forme

$$E_{pr}(t) = E_{pr} q_m(t) \sum_i \int_{\omega_{r1}}^{\omega_{r2}} a_i(\omega) \cos [\omega_r (t-t_i) + \theta_i(\omega)] d\omega \quad [B.1]$$

où $q_m(t) = \cos(\frac{\beta}{2} \sin(\omega_m(t+T)) - \pi/4)$

et où Σ signifie qu'on considère ce retour comme constitué d'une suite de trains d'ondes finis et indépendants, possédant chacun un spectre caractérisé par $[a_i(\omega), \theta_i(\omega)]$. On a évidemment

$$A = \sum_i \int_{\omega_{r1}}^{\omega_{r2}} a_i^2(\omega) d\omega = \frac{1}{2} \pi (s) \text{ pour conserver } \bar{P}_{pr}.$$

a) En mode DIR, le signal en tension est

$$s_{DIR, total}(t) = R_v E_{pr}^2 q_m^2(t) \sum_i a_i^2 \Delta\omega_i \int_0^{\Delta\omega_i} (1 - \frac{\omega}{\Delta\omega_i}) (\cos \omega(t-t_i) - \phi_i) d\omega \quad [B.2]$$

où on considère un spectre carré. $\Delta\omega_i = (\omega_{r2} - \omega_{r1})_i$ et $\phi_i = \theta_i(\omega) - \theta_i(\omega')$ est aléatoire. La partie de s cohérente avec le signal de modulation est

$$s_{\text{DIR}, \omega_m}(t) = \frac{1}{2} R_v E_{\text{pr}}^2 J_1(\beta) \sin \omega_m(t+T) \quad [\text{B.3}]$$

(voir [A.4])

et la partie incohérente à $\omega = \omega_m$ est

$$n_{\text{DIR}, \omega_m}(t) = \pi B R_v E_{\text{pr}}^2 \sum_i a_i^2 (\Delta\omega_i - \omega_m) \cos(\omega_m(t-t_i) - \phi_i) \quad [\text{B.4}]$$

Si $\Delta\omega_i < \omega_m$, alors $n = 0$. Si $\Delta\omega_i \geq \omega_m$, alors n augmente comme $(1 - \omega_m / \Delta\omega_i)$. On considère maintenant le cas où $\Delta\omega_i \gg \omega_m$, n diminuant avec $\Delta\omega_i$.

Après quelques manipulations, on trouve que

$$n_{\omega_m, \text{rms}} = \frac{\pi B}{\sqrt{2}} R_v E_{\text{pr}}^2 \left[\sum_i a_i^4 (\Delta\omega_i)^2 \right]^{-\frac{1}{2}} \quad [\text{B.5}]$$

$$= \frac{\pi B}{\sqrt{2}} R_v E_{\text{pr}}^2 \left[\sum_i A_i^2 \right]^{-\frac{1}{2}} \quad [\text{B.6}]$$

Lorsque ce bruit domine, le SNR_p devient donc égal à

$$\text{SNR}_{p, \text{sat}} = \frac{S}{N_T} = \frac{4 J_1^2(\beta)}{\sum_i (A_i/A)^2} \quad [\text{B.7}]$$

En posant $A_i/A = \tau_i/T$, où τ_i est la durée d'un train d'ondes, et T le temps d'intégration, puis en supposant que les τ_i sont uniformément répartis sur un certain intervalle, on obtient

$$\overline{\sum_i (A_i/A)^2} = \frac{4}{3} \bar{\tau}/T \quad [B.8]$$

où $\bar{\tau}$ est la valeur moyenne des τ_i .

Alors

$$SNR_{p, \text{ sat}} = \frac{3}{2} J_1^2(\beta) \frac{(f_{r2} - f_{r1})}{B} \quad [B.9]$$

où $\bar{\tau} = \frac{1}{2} (f_{r2} - f_{r1})$ et $T = 1/4B$.

Si $(f_{r2} - f_{r1}) \approx 0.2 \text{ MHz}$, $B = 1 \text{ Hz}$ et $\beta = 0.8$ alors

$$SNR_{p, \text{ sat}} = 7.2 \times 10^4 \quad (49 \text{ dB})$$

ce qui correspond assez bien aux résultats de ce travail.

b) En mode HET, le signal en tension est

$$s_{\text{HET, total}}(t) = \gamma_H R_V E_{\text{pr}} E_{\text{OL}} q_m(t) \sum_i \int_{\omega_1}^{\omega_2} a_i(\omega) \cos[\omega(t-t_i) + \theta_i] d\omega \quad [B.10]$$

Après le détecteur électronique x^2 , le signal devient

$$s_{x^2, \text{total}}(t) = \alpha s^2 q_m^2(t) \sum_i a_i^2 \int_{\omega_1}^{\omega_2} d\omega \int_{\omega}^{\omega_2'} d\omega' \cos[(\omega - \omega')(t - t_i) + \phi_i] \quad [\text{B.11}]$$

où $s = \gamma_H R_v E_{pr} E_{OL}$.

Pour un spectre carré et $\Delta\omega_i \gg \omega_m$, on trouve, si ce signal passe à travers un filtre passe-bas qui coupe à $\omega_m^+ \geq \omega_m$,

$$s_{x^2, \text{total}}(t) = \alpha s^2 q_m^2(t) \sum_i a_i^2 \int_{\omega_1}^{\omega_2} d\omega \int_{\omega}^{\omega + \omega_m^+} d\omega' \cos[(\omega - \omega')(t - t_i) + \phi_i] \quad [\text{B.12}]$$

$$= \alpha s^2 q_m^2(t) \sum_i a_i^2 \Delta\omega_i \int_0^{\omega_m^+} \cos[\omega(t - t_i) - \phi_i] d\omega \quad [\text{B.13}]$$

La partie de s_{x^2} cohérente avec le signal de modulation est

$$s_{x^2, \omega_m}(t) = \frac{1}{2} \alpha s^2 J_1(\beta) \sin \omega_m(t + T) \quad [\text{B.14}]$$

ce qui est semblable à l'expression [A.21] mise au carré (en utilisant $J_1(\beta) \sim 2J_1(\beta/2)$).

La partie incohérente à $\omega = \omega_m$ est

$$n_{x^2, \omega_m}(t) = \pi B \alpha s^2 \sum_i a_i^2 \Delta\omega_i \cos[\omega_m(t - t_i) - \phi_i] \quad [\text{B.15}]$$

Avec le genre de calculs menant à [B.5] et [B.6], on obtient

$$n_{x^2, \omega_m, rms} = \frac{\pi B}{\sqrt{2}} \alpha s^2 \overline{\sum_i A_i^2}^{\frac{1}{2}} \quad [B.16]$$

Lorsque ce bruit domine, l'expression pour SNR_p devient

$$SNR_{p, HET, sat} = \frac{S_o}{N_{TH}} = \frac{3}{2} J_1^2(\beta) \frac{(f_2 - f_1)}{B} \quad [B.17]$$

Si $(f_2 - f_1) \sim 0.4$ MHz, $B = 1$ Hz et $\beta = 0.8$, alors

$$SNR_{p, HET, sat} = 9.6 \times 10^4 \quad (50 \text{ dB})$$

ce qui correspond encore assez bien aux résultats de ce travail.

APPENDICE CFormules pour évaluer γ_H

Le facteur de recouvrement des champs sur le détecteur (ou efficacité hétérodyne) γ est un paramètre important dans la détection hétérodyne et on peut le déterminer expérimentalement en notant s_{DIR} , s_{HET} , P_r , P_{OL} et β .

a) Dans le mode HOM (voir [A.12], [A.5] et [A.6]), on trouve

$$\gamma_{HOM} = \frac{J_1^{\frac{1}{2}}(\beta)}{2^{5/4} J_1(\beta/2)} \left(\frac{P_r}{P_{OL}} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{s_{HOM, \omega_m, rms}}{s_{DIR, \omega_m, rms}} . \quad [C.1]$$

Il suffit alors de mesurer P_r et P_{OL} avec un circuit de détection dont on connaît le R_v , les deux signaux s avec un circuit syntone, et β sur un oscilloscope.

b) Dans le mode HET sans étalement de fréquences, on peut mesurer $s_{HET, rms}$, $\beta = 0$ à l'aide d'un voltmètre rms. Ceci donne

$$\gamma_{HET} = \frac{J_1^{\frac{1}{2}}(\beta)}{2^{1/4}} \left(\frac{P_r}{P_{OL}} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{s_{HET, rms, \beta=0}}{s_{DIR, \omega_m, rms}} . \quad [C.2]$$

Pour trouver [C.2], on s'est servi de [A.21] avec $\beta = 0$, de [A.5], et de [A.6].

c) En mode HET avec étalement de fréquences

$$s_{\text{HET}, \text{rms}, \beta=0} = \frac{1}{2} \gamma_H R_v E_{\text{OL}} E_{\text{pr}} \quad [\text{C.3}]$$

où on a utilisé [B.10] et effectué un calcul semblable à celui menant à [B.2] et [B.3]. A l'aide de [B.3] et [A.6] on trouve alors

$$\gamma_{\text{HET}} = \frac{J_1^{\frac{1}{2}}(\beta)}{2^{1/4}} \left(\frac{P_r}{P_{\text{OL}}} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{s_{\text{HET}, \text{rms}, \beta=0}}{s_{\text{DIR}, \omega_m, \text{rms}}} \quad [\text{C.4}]$$

tout comme dans [C.2].

Dans tous les cas, si s_{HET} , s_{DIR} et s_{OL} sont mesurés avec le même circuit de détection, on obtient

$$\gamma_H = C \frac{s_H}{\sqrt{s_D \cdot s_{\text{OL}}}} \quad [\text{C.5}]$$

où $C \approx \begin{cases} 0.8 & (\text{HOM}) \\ 0.3 & (\text{HET}) \end{cases}$ si $\beta \approx 0.8$

10.0 REFERENCES

1. McElroy, J.H. et al., "CO₂ Laser Communication Systems for Near-Earth Space Applications", Proc. IEEE, Vol. 65, p. 221, 1977.
2. Hall, D.R., Jenkins, R.M. and Gordon, E.K., "A Frequency Stabilized CW Waveguide Carbon Dioxide Laser", J. Phys. D.: Appl. Phys., Vol. 11, p. 859, 1978.
3. Marcus, S. and Caunt, J.W., "Compact CO₂ Laser for Infrared Heterodyne Radar", Rev. Sci. Instrum., Vol. 49, p. 1410, 1978.
4. Lavigne, P., Otis, G. and Vincent, D., "Performance Characteristics of a CO₂ Waveguide Laser", CRDV R-4150/79, août 1979, NON CLASSIFIE
5. Warner, J. and Bichard, V.M., "The Statistics of Atmospheric Extinction at the CO₂ Laser Wavelength derived from Meteorological Office Records", Infrared Phys., Vol. 19, p.15, 1979.
6. a) Teich, M.C., "Three-Frequency Heterodyne System for Acquisition and Tracking of Radar and Communications Signals", Appl. Phys. Lett., Vol. 15, p. 420, 1969.
b) Teich, M.C. and Yen, R.Y., "Three-Frequency Nonlinear Heterodyne Detection. 1: CW Radar and Analog Communications", Appl. Opt., Vol. 14, p. 666, 1975.
7. Broussaud, G., "Optoélectronique", Masson, Paris, 1974, chap. 3.
8. Melchior, H., Fisher, M.B. and Arams, F.R., "Photodetectors for Optical Communication Systems", Proc. IEEE, Vol. 58, p. 1466, 1970.
9. Kruse, P.W., "The Photon Detection Process" dans "Optical and Infrared Detectors", éd. par R.J. Keyes, dans la série "Topics in Applied Physics", Vol.19, Springer-Verlag, New-York, 1977.
10. Teich, M.C., "Nonlinear Heterodyne Detection" dans "Optical and Infrared Detectors", éd. par R.J. Keyes dans la série "Topics in Applied Physics", Vol. 19, Springer-Verlag, New-York, 1977.
11. Cohen, S.C., "Heterodyne Detection: Phase Front Alignment, Beam Spot Size and Detector Uniformity", Appl. Opt., Vol. 14, p. 1953, 1975.

12. Gay, J. et Rabbia, Y., "Mesure Rapide des Dimensions d'un Détecteur Infrarouge par Diffraction de Fresnel", Infrared Phys., Vol. 18, p. 353, 1978.
13. Degnan, J.J. and Klein, B., "Optical Antenna Gain. 2: Receiving Antenna", Appl. Opt., Vol. 13, p. 2397, 1974, erratum, Appl. Opt., Vol. 13, p. 2762, 1974.
14. Abrams, R.L. and White, R.C. Jr., "Three-Frequency Heterodyne Detection of 10.6 μm Laser Signals", IEEE, Jour. of Quant. Elect., Vol. QE-8, p. 13, 1972.
15. Davenport, W.B. Jr. and Root, W.L., "An Introduction to the Theory of Random Signals and Noise", McGraw-hill, New-York, 1958, chap. 12.

<p>CRDV R-4201/81 (NON CLASSIFIE)</p> <p>Bureau - Recherche et Développement, MDN, Canada. CRDV, C.P. 8800, Courcellette, Qué. GOA 1R0</p> <p>"Télémètre laser à onde entretenue à 10.6 μm avec postdéttection non linéaire: Etude d'un système à un laser" par D. Vincent, P. Lavigne et G. Otis</p> <p>Nous avons effectué l'étude théorique et expérimentale d'un système de détection hétérodyne à 10.6 μm avec postdéttection non linéaire. Le même laser sert à la fois d'émetteur et d'oscillateur local, et la fréquence intermédiaire est donnée par l'effet Doppler dû à une cible animée d'un mouvement gyrotoire. Le faisceau laser est modulé en amplitude à 15 kHz par un cristal électro-optique et ce signal est mesuré, après l'élément non linéaire, par un voltmètre synchrone. Les valeurs du rapport signal/bruit en fonction de la puissance optique incidente correspondent aux résultats du modèle théorique développé pour ce travail. Entre autres, l'effet de l'éclaircissement du spectre du faisceau de retour, mesuré expérimentalement, s'accorde bien aux prédictions du modèle. (NC)</p>	<p>CRDV R-4201/81 (NON CLASSIFIE)</p> <p>Bureau - Recherche et Développement, MDN, Canada. CRDV, C.P. 8800, Courcellette, Qué. GOA 1R0</p> <p>"Télémètre laser à onde entretenue à 10.6 μm avec postdéttection non linéaire: Etude d'un système à un laser" par D. Vincent, P. Lavigne et G. Otis</p> <p>Nous avons effectué l'étude théorique et expérimentale d'un système de détection hétérodyne à 10.6 μm avec postdéttection non linéaire. Le même laser sert à la fois d'émetteur et d'oscillateur local, et la fréquence intermédiaire est donnée par l'effet Doppler dû à une cible animée d'un mouvement gyrotoire. Le faisceau laser est modulé en amplitude à 15 kHz par un cristal électro-optique et ce signal est mesuré, après l'élément non linéaire, par un voltmètre synchrone. Les valeurs du rapport signal/bruit en fonction de la puissance optique incidente correspondent aux résultats du modèle théorique développé pour ce travail. Entre autres, l'effet de l'éclaircissement du spectre du faisceau de retour, mesuré expérimentalement, s'accorde bien aux prédictions du modèle. (NC)</p>
<p>CRDV R-4201/81 (NON CLASSIFIE)</p> <p>Bureau - Recherche et Développement, MDN, Canada. CRDV, C.P. 8800, Courcellette, Qué. GOA 1R0</p> <p>"Télémètre laser à onde entretenue à 10.6 μm avec postdéttection non linéaire: Etude d'un système à un laser" par D. Vincent, P. Lavigne et G. Otis</p> <p>Nous avons effectué l'étude théorique et expérimentale d'un système de détection hétérodyne à 10.6 μm avec postdéttection non linéaire. Le même laser sert à la fois d'émetteur et d'oscillateur local, et la fréquence intermédiaire est donnée par l'effet Doppler dû à une cible animée d'un mouvement gyrotoire. Le faisceau laser est modulé en amplitude à 15 kHz par un cristal électro-optique et ce signal est mesuré, après l'élément non linéaire, par un voltmètre synchrone. Les valeurs du rapport signal/bruit en fonction de la puissance optique incidente correspondent aux résultats du modèle théorique développé pour ce travail. Entre autres, l'effet de l'éclaircissement du spectre du faisceau de retour, mesuré expérimentalement, s'accorde bien aux prédictions du modèle. (NC)</p>	<p>CRDV R-4201/81 (NON CLASSIFIE)</p> <p>Bureau - Recherche et Développement, MDN, Canada. CRDV, C.P. 8800, Courcellette, Qué. GOA 1R0</p> <p>"Télémètre laser à onde entretenue à 10.6 μm avec postdéttection non linéaire: Etude d'un système à un laser" par D. Vincent, P. Lavigne et G. Otis</p> <p>Nous avons effectué l'étude théorique et expérimentale d'un système de détection hétérodyne à 10.6 μm avec postdéttection non linéaire. Le même laser sert à la fois d'émetteur et d'oscillateur local, et la fréquence intermédiaire est donnée par l'effet Doppler dû à une cible animée d'un mouvement gyrotoire. Le faisceau laser est modulé en amplitude à 15 kHz par un cristal électro-optique et ce signal est mesuré, après l'élément non linéaire, par un voltmètre synchrone. Les valeurs du rapport signal/bruit en fonction de la puissance optique incidente correspondent aux résultats du modèle théorique développé pour ce travail. Entre autres, l'effet de l'éclaircissement du spectre du faisceau de retour, mesuré expérimentalement, s'accorde bien aux prédictions du modèle. (NC)</p>

